ORSAY
N° d'ordre : 3138

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE
Option : PHYSIQUE DES REACTEURS

par

Fatima SAIH

ELABORATION D'UN SCHEMA DE CALCUL DES SECTIONS EFFICACES TENANT COMPTE DES EFFETS DE CONTRE REACTIONS DANS UN REACTEUR A EAU LEGERE PRESSURISEE

Soutenue le 14 janvier 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	HERPIN	Président
	CHABRILLAC	
	KAVENOKY	Examinateurs
	REUSS	

ORSAY
N° d'ordre : 3138

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE
Option : PHYSIQUE DES REACTEURS

par

Fatima SAIH

ELABORATION D'UN SCHEMA DE CALCUL DES SECTIONS EFFICACES TENANT COMPTE DES EFFETS DE CONTRE REACTIONS DANS UN REACTEUR A EAU LEGERE PRESSURISEE

Soutenue le 14 janvier 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	HERPIN	Président
	CHABRILLAC	
	KAVENOKY	Examinateurs
	REUSS	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

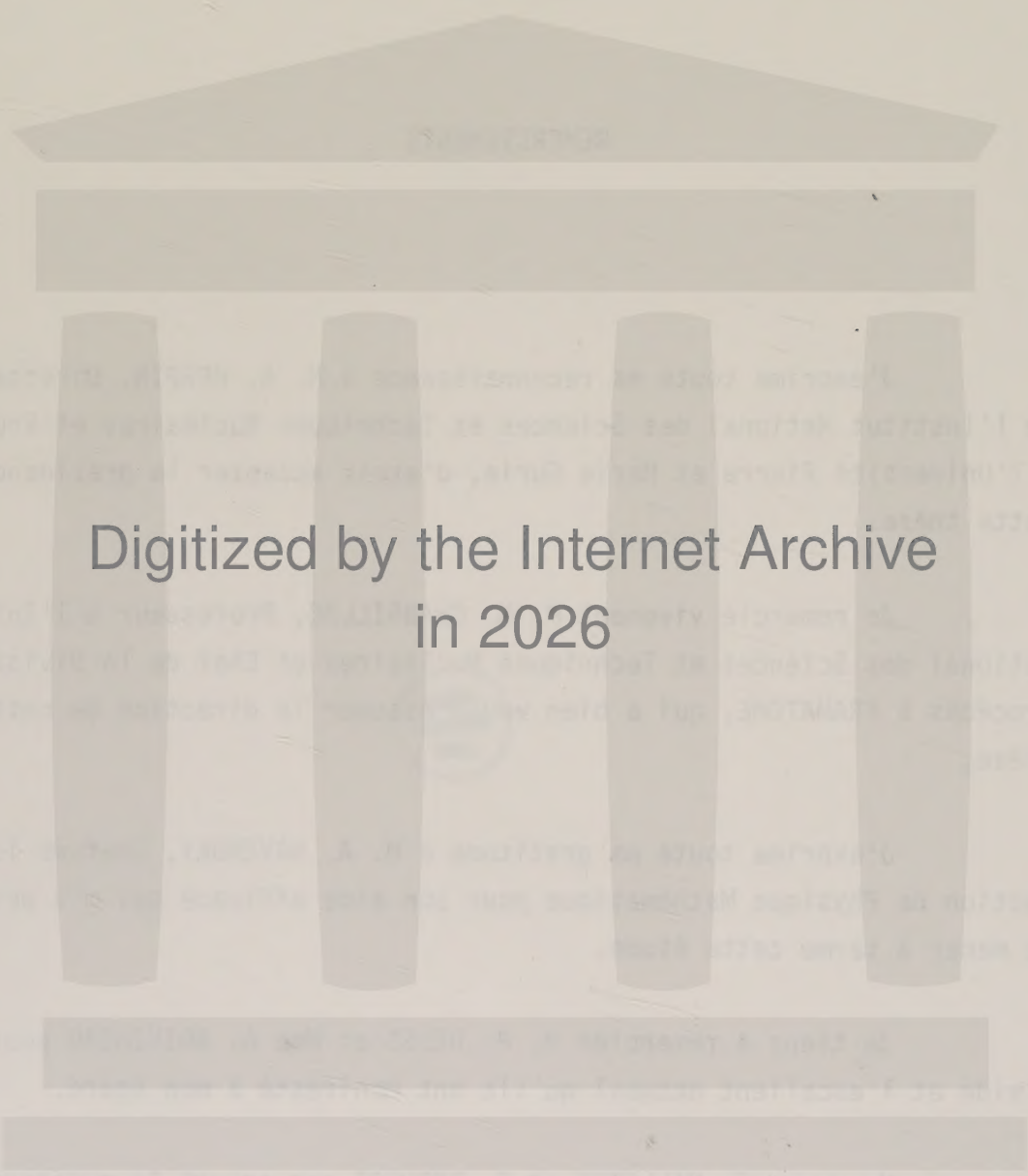
J'exprime toute ma reconnaissance à M. A. HERPIN, Directeur de l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires et Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie, d'avoir accepter la présidence de cette thèse.

Je remercie vivement M. M. CHABRILLAC, Professeur à l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires et Chef de la Division Procédés à FRAMATOME, qui a bien voulu assumer la direction de cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude à M. A. KAVENOKY, Chef de la Section de Physique Mathématique pour son aide efficace qui m'a permis de mener à terme cette étude.

Je tiens à remercier M. P. REUSS et Mme A. BOIVINEAU pour l'aide et l'excellent accueil qu'ils ont manifesté à mon égard.

Mesdames F. VALLETTE et C. DROUHOT ont assuré la présentation matérielle de ce document, qu'elles trouvent ici l'expression de mes meilleurs sentiments.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547311_0005

SOMMAIRE

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - ASPECTS PHYSIQUES D'UN PWR 3

I - DESCRIPTION SOMMAIRE D'UN REACTEUR PWR 4

I-1. Le combustible 4
I-2. Le modérateur 5
I-3. Rapport de modération 5
I-4. Les absorbants 6
I-5. Durée du cycle combustible 8
I-6. Conditions thermohydrauliques 8

II - CONSEQUENCES SUR LE PLAN DE LA NEUTRONIQUE ET RESOLUTION PAR LE CODE APOLLO 9

II-1. Effet Doppler 9
II-2. Effet de spectre ou de thermalisation 18
II-3. Effet de dilatation 21

CHAPITRE II - SCHEMA DU CALCUL D'UN REACTEUR A EAU LEGERE 25
- DESCRIPTIONS SOMMAIRES DE LA METHODE ET DES CODES UTILISES 26

I - LA METHODE 26

II - LES CODES 26

II-1. Code cellule ou assemblage : APOLLO 26
II-2. Code réacteur 26

CHAPITRE III - ELABORATION D'UN NOUVEAU SCHEMA DE CALCUL DES CONTRE-REACTIONS DANS UN REACTEUR PWR 28

I - INCONVENIENT DU SCHEMA ACTUEL 29

II - PRINCIPE DU SCHEMA PROPOSE 29

CHAPITRE IV - METHODES DE CONDENSATION DU DECOUPAGE STANDARD A 99 GROUPES 32

I - APPOLLIB AVEC SAUVEGARDE DE LA GEOMETRIE DU CALCUL 33

II - APOLLIB AVEC HOMOGENEISATION DE LA GEOMETRIE DU CALCUL 33

III - LES TESTS 34

CHAPITRE V - ETABLISSEMENT DES LOIS D'INTERPOLATIONS DANS LES APOLLIB ET CHOIX DU MAILLAGE REDUIT 39

I - CRITIQUE D'UN MAILLAGE REDUIT 40

II - CHOIX DU MAILLAGE REDUIT 40

II-1. Découpage à huit groupes 40
II-2. Découpage à cinq groupes 41

III - LOIS D'INTERPOLATION 41

III-1. Effet de la température du combustible 41
III-2. Effet de la densité et de la température du modérateur 49
III-3. Conclusion 55

CHAPITRE VI - CALCUL DES CONTRE-REACTIONS AVEC LE SCHEMA SIMPLIFIE 56

I - TEST AVEC CINQ APOLLIB CREEES A PARTIR DES FLUX REELS 57

II - TEST SUR DES APOLLIB CREEES A PARTIR D'UN SEUL CALCUL DE SPECTRE 62

CHAPITRE VII - UTILISATION D'UNE HYPOTHESE DE FACTORISATION DU FLUX DANS L'ETABLISSEMENT DES APOLLIB 64

I - TEST PRELIMINAIRE SUR LES DEUX HYPOTHESES 66

I-1. Cellule à 8000 MWj/t 66
I-2. Cellule à 20 000 MWj/t 67

II - APPLICATION DE L'HYPOTHESE DE CONSERVATION DU RAPPORT DU FLUX 67

II-1. Procédure entre début de vie et un taux de combustion quelconque 67
II-2. Procédure entre 8 000 MWj/t et 20 000 MWj/t 72
II-3. Procédure à deux taux de combustion 76

III - CALCUL DES EFFETS DE CONTRE-REACTIONS EN DEBUT DE VIE 79

III-1. Tests sur différentes Apollib 79
III-2. Test : interpolation de l'oxygène 83
III-3. Conclusion 84

IV - TEST DU CALCUL BILAN 85

CONCLUSION GENERALE 87

FIGURES 88

REFERENCES 95

INTRODUCTION

Le calcul de la distribution de puissance dans un réacteur à eau pressurisée exige une prise en compte précise de la température locale du combustible (effet Doppler) et de la densité du modérateur. Ces effets sont appelés effets de contre-réactions ; le système NEPTUNE, destiné au calcul des réacteurs à eau légère, permet dans sa version actuelle de tenir compte de ces effets par un couplage de la neutronique et la thermohydraulique.

Le calcul de coeur est effectué par des codes de diffusion, aux éléments finis ou aux différences finies, auxquels sont associées des tables de sections efficaces à deux ou quatre groupes, évolutives et dépendant de la température du combustible et de la densité du modérateur. Ces tables sont établies à partir d'un nombre considérable de calculs de transport : APOLLO (module du système NEPTUNE). Le calcul APOLLO est précis mais coûteux ce qui rend le calcul de ces tables très onéreux.

Au cours de cette étude il ne sera nullement question de calculs de coeur, mais plutôt de l'élaboration d'un schéma de calcul des tables évolutives et à variations, nécessaires au calcul de coeur ; schéma qui réduira au minimum possible le coût des calculs tout en gardant une bonne précision des résultats.

Le schéma qu'on propose comporte les étapes suivantes :

1 - création des bibliothèques "Apollib" de sections efficaces microscopiques, fonctions du taux d'irradiation et de quelques ensembles de températures du combustible et modérateur comportant un nombre très réduit de groupes

2 - établissement d'un schéma MICROAPOLLO : le code de diffusion qui utilisait des tables fournies par APOLLO, calculera ses propres sections efficaces en suivant un schéma, à peu près semblable à celui du code APOLLO, c'est-à-dire :

   - utiliser des bibliothèques de sections efficaces, microscopiques, multigroupes : les Apollib établies dans la première étape
   - prendre en compte les concentrations apparentes* des différents constituants de l'assemblage
   - interpoler les concentrations des noyaux sensibles aux effets de contre-réactions, dans les Apollib afin de calculer ces effets à n'importe quelle température du combustible ou du modérateur
   - calculer un flux de milieu infini puis les sections efficaces nécessaires au calcul de diffusion.

Ce schéma MICROAPOLLO, une fois établi, permettra d'obtenir une importante réduction sur le nombre de calculs de transport. Cependant la première étape reste encore coûteuse et on estime, qu'à ce niveau, une amélioration du coût des calculs peut être apportée.

---

* Moyennée sur la cellule ou l'assemblage : $N^* = N_i \frac{V_i}{V_{tot}}$

En effet, les Apollib sont fournies par le code APOLLO en condensant sur le flux et en homogénéisant sur l'assemblage les sections efficaces de la bibliothèque standard ; au lieu de calculer ces flux fins à chaque taux d'irradiation, on propose de les reconstituer en utilisant une hypothèse de factorisation des flux.

Ce document comporte sept principaux chapitres :

- ASPECTS PHYSIQUES D'UN PWR
- SCHEMA DU CALCUL D'UN REACTEUR A EAU LEGERE
- ELABORATION D'UN NOUVEAU SCHEMA DE CALCULS DES CONTRE-REACTIONS DANS UN PWR
- METHODES DE CONDENSATION DU DECOUPAGE STANDARD A 99 GROUPES
- ETABLISSEMENT DES LOIS D'INTERPOLATION DANS LES APOLLIB ET CHOIX DU MAILLAGE REDUIT
- CALCULS DES CONTRE-REACTIONS AVEC LE SCHEMA SIMPLIFIE
- UTILISATION D'UNE HYPOTHESE DE FACTORISATION DU FLUX DANS L'ETABLISSEMENT DES APOLLIB

CHAPITRE I

ASPECTS PHYSIQUES D'UN PWR

I. DESCRIPTION SOMMAIRE D'UN REACTEUR PWR -

I.1. Le combustible.

Le combustible utilisé dans les réacteurs à eau pressurisée PWR est formé d'oxyde d'Uranium UO_2 sous forme de pastilles frittées cylindriques placées dans des gaines de Zircalloy.

L'ensemble combustible plus gaine forme ce qu'on appelle un crayon combustible.

L'oxyde d'Uranium est légèrement enrichi en isotope 235 à cause de la forte section d'absorption de l'eau dans le domaine thermique.

Les crayons combustibles sont réunis pour former des assemblages 15 x 15 (exemple : réacteur Tihange) ou 17 x 17 (exemple : réacteur Fessenheim), ils sont maintenus dans une position verticale par des pièces disposées en haut et en bas de l'assemblage et des grilles régulièrement espacées sur toute la hauteur de l'assemblage afin de garder une distance constante entre les crayons.

On distingue plusieurs types d'assemblages, la différence réside dans l'enrichissement et le nombre de poisons consommables (BP).

Prenons l'exemple du premier cycle du réacteur Tihange, le coeur est constitué de 157 assemblages répartis en cinq types :

Région n° 1	53 assemblages 1.95 %	0 BP
Région n° 2	44 assemblages 2.55 %	12 BP
	8 assemblages 2.55 %	8 BP
Région n° 3	36 assemblages 3.10 %	0 BP
	16 assemblages 3.10 %	12 BP

Les deux premières régions, aux enrichissements les plus faibles, sont réparties en damier au centre du coeur ; la région relative à l'enrichissement 3.10 % est disposée autour des deux autres.

Un assemblage, type Tihange, est composé de 204 crayons combustibles et 21 tubes guides (en zircalloy) répartis uniformément dans l'assemblage.

Un schéma de chargement et une description géométrique et physique, des différents types de cellules, sont portés dans la référence /8/.

Les tubes guides jouent plusieurs rôles :

- ils servent à l'implantation des poisons consommables,

- ils permettent le passage des barres de commande (le matériau absorbant de ces barres est un alliage Argent-Indium - Cadmium, ces barres sont formées de grappes comprenant, dans le cas du réacteur Tihange, 20 crayons absorbants chacune),
- ils permettent l'installation des tubes d'instrumentation au centre des assemblages (50 assemblages sont instrumentés).

Les tubes guides qui n'ont pas de rôle particulier constituent des trous d'eau.

I.2. *Le modérateur* -

Dans un PWR, l'eau joue un double rôle

- modérateur des neutrons
- caloporteur : évacue la chaleur dégagée par les crayons combustibles.

L'évacuation de la chaleur, dégagée par la fission, se fait suivant un cycle indirect. En effet, l'eau du circuit primaire reste presque intégralement à l'état liquide à la sortie du coeur, elle passe ensuite dans le générateur de vapeur où elle cède une partie de sa chaleur à l'eau du circuit secondaire pour la faire passer à l'état vapeur.

La vapeur est envoyée, après séchage, dans la turbine pour actionner un alternateur, puis elle est récupérée dans le condensateur, une fois à l'état liquide, l'eau du circuit secondaire finit son parcours dans le générateur de vapeur.

I.3. *Rapport de modération* -

La variation du facteur de multiplication infini en fonction du rapport de modération V_{H_2O} / V_{UO_2} (figure 1) présente un optimum résultant d'un compromis entre deux phénomènes.

- Grâce à l'hydrogène, noyau léger,l'eau possède un bon pouvoir de ralentissement, ainsi lorsque l'on augmente le volume de l'eau, les captures résonnantes diminuent.
- L'augmentation du volume de l'eau favorise l'accroissement de ses captures thermiques. En effet, l'hydrogène associe une forte section d'absorption thermique (σ_a = 0.32 barn à 2200 m/s).

Dans les PWR, l'optimum est atteint pour un rapport de modération de l'ordre de 2 ; ceci permet à la fois :

- De limiter, au minimum indispensable, le gaspillage des neutrons
- de faciliter le pilotage de la pile qui nécessite un coefficient de température* négatif, par conséquent il faut se metrre dans la zone sous modérée.

---

* Le coefficient de température modérateur est défini par $\frac{1}{k_{INF}} \frac{\partial k_{INF}}{\partial T_{H_2O}}$

I.4. Les absorbants -

Au démarrage, pour le premier coeur du réacteur PWR, on a une réserve de réactivité de l'ordre de 22 000 pcm *.

Pour les cycles suivants, cette réactivité est réduite à cause des absorptions, des neutrons, par les produits de fissions.

Parmi les mesures de sûreté d'un réacteur nucléaire, il faut disposer d'une marge d'anti-réactivité supérieure à ce qui est nécessaire pour :

- couvrir le transitoire le plus sévère (exemple : rupture de la tuyauterie de vapeur)
- annuler l'excès de réactivité aux débuts des cycles.

Deux types d'absorbants permettent de résoudre ce problème.

I.4.1. Le bore soluble -

Le coeur d'un réacteur PWR est muni d'un circuit de contrôle volumétrique et chimique qui sert à régler la concentration (C_B) du bore soluble dans l'eau en fonction de l'usure du combustible.

Dans les conditions nominales de températures, l'efficacité du bore soluble est de - 10 pcm/ppm**. Il faut donc une concentration de 2 200 ppm pour annuler les 22 000 pcm de réactivité au début du premier cycle.

Pour fixer les idées, on a représenté, sur le même graphique (figure 2), la variation de la réactivité en fonction du rapport de modération pour deux concentrations en bore soluble (C_B = 0 ppm et C_B = 1 000 ppm). On note un décalage entre les deux courbes qui est dû à :

- la présence du bore qui augmente les absorptions dans le modérateur et par conséquent la réactivité diminue
- un nouveau compromis entre les absorptions et le ralentissement dans le modérateur, ce qui entraîne un déplacement de l'optimum vers les faibles valeurs du rapport de modération lorsque la concentration en bore soluble augmente.

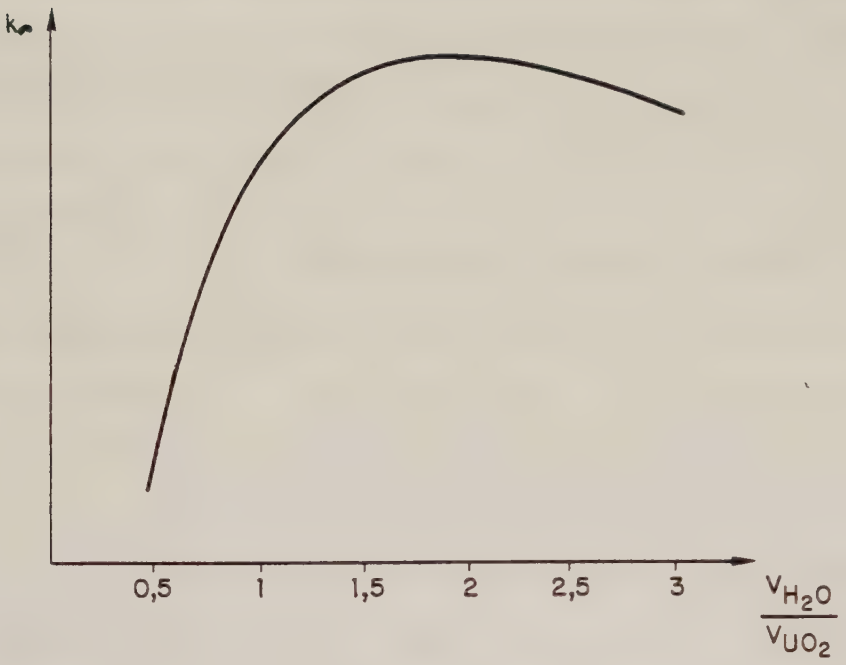
Si on emploie la concentration de 2 200 ppcm, la chute de la réactivité et le déplacement de l'optimum seront encore plus importants, ce qui imposerait au PWR un rapport de modération inférieur à 2 (dans le but de conserver un coefficient de température négatif).

---

*pcm : pour cent mille (10^{-5})

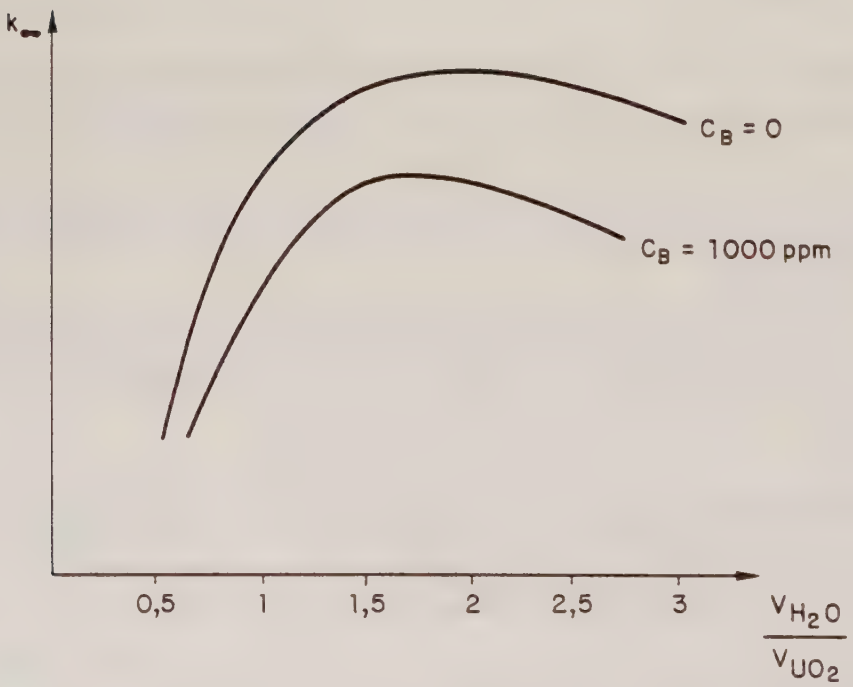
**ppm : partie par million, c'est-à-dire 1 mg de bore dissous dans 1 kg d'eau

FIG. 1



Variation de k_∞ en fonction du rapport de modération.

FIG. 2



Variation de k_∞ en fonction du rapport de modération pour 2 concentrations en bore soluble.

Afin de ne pas perdre sur l'économie du réacteur (faible réactivité donc nécessité d'augmenter l'enrichissement), surtout pour une situation rencontrée une seule fois dans la vie du réacteur, on fixe le rapport de modération à 2 et une concentration maximale de 1 500 ppm en bore soluble (en fonctionnement normal).

I.4.2. Poisons consommables -

Les 22 000 pcm de réactivité ne peuvent être annuler par le bore soluble uniquement, on remédie au problème en utilisant les poisons consommables dont le matériau est du verre de borosilicate (contenant 18,1 % en poids de B_2O_3 dans Tihange et 12,5 % en poids de B_2O_3 dans Fessenheim).

Lorsque la température modérateur varie, on est toujours sur la même courbe car les poisons consommables sont fixes, donc leur capture ne varie pas avec le rapport de modération (la figure n° 2 nous donne les variations des absorptions lorsque V_{H_2O}/V_{UO_2} varie).

I.5. Durée du cycle combustible.

La duré du cycle d'un réacteur PWR est d'une année, le combustible n'est pas totalement rechargé, mais par fraction d'un tiers qui correspond aux assemblages les plus irradiés.

Le combustible peu irradié est réparti en damier au centre du coeur et le combustible neuf en périphérie.

Avec ce positionnement du combustible, il n'est pas nécessaire d'avoir des poisons consommables aux cycles postérieurs. En effet, la présence des produits de fissions et des isotopes du Plutonium rend le coefficient de température modérateur négatif dès le début du cycle.

I.6. Conditions thermohydrauliques.

I.6.1. Température et densité de l'eau -

La distribution axiale de la température modérateur, et par conséquent sa densité n'est pas uniforme dans un PWR. La différence de température modérateur, entre l'entrée et la sortie du coeur, est de 40°C environ (exemple du réacteur Fessenheim à chaud, pleine puissance l'eau entre à une température de 284°C et sort à 321,8°C).

Durant le fonctionnement du réacteur, le réglage du niveau de puissance, par l'insertion et le retrait des barres de contrôle, entraîne une variation du niveau d'eau dans les tubes guides.

I.6.2. Température combustible -

La température du combustible est liée à la puissance linéique dégagée par ce dernier et des conditions globales d'échange de la chaleur entre le combustible et l'eau. Ceci conduit à une distribution de la température, axiale et radiale, du combustible non uniforme et variable au cours du cycle.

En effet :

La distribution de puissance, radiale et surtout axiale, est affectée par l'évolution de la concentration des produits de fission plus spécialement le Xénon, et par les moyens de contrôle de la réactivité (le bore soluble par le biais des contre-réactions et les barres de commande dont l'insertion dans le coeur bascule la puissance vers le bas du coeur).

La différence de température du combustible entre le haut et le bas est d'environ 30°C en début du cycle et tend à s'atténuer en fin du cycle grâce à l'uniformisation de la distribution de puissance.

II. CONSEQUENCES SUR LE PLAN DE LA NEUTRONIQUE ET RESOLUTION PAR LE CODE APOLLO -

Les constantes neutroniques dans un réacteur PWR sont liées aux conditions thermohydrauliques. Ainsi pour toute variation de la température des matériaux qui le constituent, le bilan neutronique est affecté par trois types d'effets

- Effet Doppler
- Effet de spectre (ou thermalisation)
- Effet de dilatation des matériaux.

Pour calculer ces effets de contre-réactions, on dispose de codes résolvant des équations théoriques et des données de base regroupées dans des bibliothèques de sections efficaces multigroupes.

Les constantes neutroniques de la bibliothèque standard, utilisée dans le code de transport Apollo, sont microscopiques et dépendent de la température du combustible et du modérateur, tandis que le code de diffusion utilise des tables macroscopiques (sauf pour certains corps) à deux ou quatre groupes d'énergie ; ces tables dépendent de la teméprature du combustible, de celle du modérateur et du taux de combustion.

APOLLO utilise deux bibliothèques multigroupes, une à 186 groupes et l'autre à 99 groupes ; pour les PWR la deuxième donne des résultats très précis et est la seule utilisée.

Dans ce paragraphe, on rappellera les effets de contre-réactions et les formalismes utilisés dans Apollo, pour parvenir à tenir compte de ces phénomènes.

II.1. Effet Doppler -

II.1.1. Aspect physique -

C'est un effet qui met en jeu un mécanisme nucléaire. En effet, les noyaux des atomes constituants le coeur du réacteur, et notamment les noyaux lourds, ne sont pas immobiles dans le système du laboratoire, mais ils oscillent autour d'une position d'équilibre à cause de l'agitation thermique. On peut admettre, en première approximation, que leur distribution de vitesse

dans le système du laboratoire est une maxwellienne dépendant de la température du milieu ; ainsi le neutron incident n'intéragit pas avec le noyau cible suivant une vitesse unique dans le système du centre de masse, mais suivant un spectre maxwellien résultant de la combinaison de l'énergie du neutron et de celle du noyau dans le système du laboratoire.

Cette oscillation a des conséquences importantes lorsque les sections efficaces varient rapidement avec l'énergie ; donc au voisinage des résonances, particulièrement, celles des noyaux lourds.

I.1.2. Section efficace : Formule de Breit et Wigner -

La formule de Breit et Wigner, à un niveau d'énergie, pour une résonance de capture s'écrit :

$$\sigma(E) = \sigma_0 \cdot \frac{E_0}{E} \cdot \frac{1}{1 + (E-E_0)^2/(\Gamma/2)^2}$$

E_0 : énergie de la résonance et Γ sa largeur

σ_0 : section de capture à E_0

E : énergie du neutron dans le système du centre de masse.

La distribution de vitesse du noyau cible est donnée par la loi maxwellienne [2] soit P(E) dE.

La section efficace qui tient compte de l'effet Doppler est obtenue en calculant le produit de convolution de σ (E) et P(E) dE [2].

$$\sigma_\Delta(E) = \frac{\sqrt{\sigma_0}}{\beta \sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E_0}}{E} \int_{-\Gamma/2}^{\infty} \frac{1}{1 + y^2} \cdot \exp\left[- \frac{(x-y)^2}{\beta^2} \right] dy$$

Avec : $x = \frac{E - E_0}{\Gamma/2}$, $y = \frac{E' - E_0}{\Gamma/2}$, $\beta = \frac{2\Delta}{\Gamma}$, $\Delta = 2 \sqrt{\frac{EkT}{A}}$

T : température absolue du noyau cible

A : sa masse atomique

k : constante de Boltzmann

Δ : la largeur Doppler

A une énergie donnée, l'élargissement par effet Doppler dépend uniquement du rapport T/A.

Ainsi lorsque la température du milieu combustible augmente on a un élargissement de la section efficace résonnante mais son intégrale reste constante

$$I_{rés} = \int \sigma_a(E) \frac{dE}{E} = c^{ste}$$

Pour calculer la capture dans une résonance, il faut une discrétisation en énergie très fine, ce qui alourdira les calculs et demandera des bibliothèques volumineuses de sections efficaces qui, en plus, doivent être paramétrées en fonction de la température pour tenir compte de l'effet Doppler.

II.1.3. Absorption résonnante en milieu homogène -

L'équation de ralentissement régissant les neutrons s'écrit :

$$\rho(u) = \Sigma_t(u)\ \phi(u)^*$$

$\rho(u)$: densité d'arrivée des neutrons

$\Sigma_t(u)$: section efficace macroscopique totale relative aux isotopes constituants le milieu.

La ralentissement se fait essentiellement par les noyaux légers, $\rho(u)$ est une intégrale qui porte sur un intervalle de léthargie grand devant la largeur des résonances, c'est donc un opérateur qui lisse la fonction et par conséquent présente des variations lentes et régulières.

Par contre la section efficace $\Sigma_t(u)$ présente des variations brutales aux niveaux des résonances et reste pratiquement constante en dehors de celles-ci.

Ceci impose à $\Sigma_t(u)\ \phi(u)$ une variation relativement lente et régulière, le flux doit donc avoir, aux niveaux des résonances, une structure à peu près inversement proportionnelle à celle de $\Sigma_t(u)$, c'est-à-dire une dépression brutale aux niveaux des résonances : c'est le phénomène d'autoprotection, des sections efficaces résonnantes qui tend à minimiser leurs absorptions.

II.1.4. Calcul de l'autoprotection par Apollo : Formalisme de M. LIVOLANT et F. JEANPIERRE -

a - Flux de structure fine - Section efficace effective /3/ -

Le formalisme consiste à séparer deux effets :

- un effet local calculé par le flux de structure fine $\Psi(u)$, ce dernier vaut 1 en dehors des résonances
- un effet global caractérisé par le flux macroscopique $\psi(u)$ à variation lente, en général une diminution au fur et à mesure que l'énergie décroît à cause des absorptions résonnantes.

---

* u est la léthargie, elle est définie comme : $u = l_n(E_0/E)$, E_0 énergie de référence quelconque, $du = \left| \frac{dE}{E} \right|$

Le flux se présente comme le produit de ces deux fonctions et la section effective est définie comme le produit de la section efficace réelle résonnante par le flux microscopique $\Psi(u)$.

$$\phi(u) = \Psi(u) \cdot \psi(u) \quad ; \quad \sigma_{a,eff}(u) = \sigma_a(u) \cdot \Psi(u)$$

La section effective permet de tenir compte de la forte absorption dans la résonance et de la dépression du flux au niveau de celle-ci quand le flux garde partout sa valeur asymptotique $\psi(u)$; on lui associe une intégrale appelée : l'intégrale effective

$$I_{eff}(u) = \int \sigma_{eff}(u)\, du$$

Contrairement à l'intégrale de résonance, l'intégrale effective croit avec la température du milieu combustible.

b - Formalisme du calcul de l'autoprotection en milieu homogène -

Prenons le cas simple d'un milieu homogène comprenant deux types de noyaux

. Un noyau léger indicé 1 de section macroscopique totale Σ_1

. Un isotope lourd indicé 0 et de section efficace totale Σ_0.

L'équation de ralentissement s'écrit :

$$R_0\, \phi + R_1\, \phi = (\Sigma_1 + \Sigma_0)\, \phi \qquad (1)$$

Avec R_i opérateur de ralentissement relatif à l'isotope i

$$R_i\, \phi = \int_{u-\varepsilon_i}^{u} \Sigma_{si}(u' \to u)\, \phi(u')\, du'$$

L'opérateur R_0 agit principalement sur la structure fine $\Psi(u)$, en effet l'intégrale porte sur un intervalle de léthargie ε_o (Gain maximum en léthargie après diffusion sur le noyau lourd) très faible, et comme le flux macroscopique a une variation lente avec la léthargie, on peut assimiler $\psi(u')$, flux à l'intérieur de la résonance, à $\psi(u)$ celui qui règne en dehors d'elle.

$$\psi(u') = \psi(u) \quad \rightarrow \quad R_0\, \phi(u) = \psi(u)\, R_0\, \Psi(u) \qquad (2)$$

On définit le flux de structure macroscopique ψ par :

$$R_1 \phi(u) = \Sigma_1 \psi(u) \qquad (3)$$

L'opérateur R_1 joue le rôle d'un lissage sur le flux ϕ, car l'intervalle d'intégration ε_1 est d'un ordre de grandeur grand devant les largeurs des résonances et $\Sigma_{s1}(u' \to u)$ a une variation régulière.

En portant les expressions (2) et (3) dans l'équation (1) on obtient :

$$\frac{1}{N_0} R_0 \varphi(u) + \sigma_e = (\sigma_e + \sigma_0) \varphi(u) \qquad (4)$$

On pose $\sigma_e = \Sigma_1 / N_0$

σ_e est la section équivalente, elle dépend de la concentration du noyau lourd (N_0) mais pas de l'énergie.

Sous la forme (4), l'équation de ralentissement nécessite une discrétisation fine, de la variable léthargie, afin de tenir compte du détail microscopique.

Mais on remarque que pour une énergie et un noyau donnés, le flux de structure fine, et par conséquent les sections effectives, dépendent uniquement de la section équivalente.

Le but auquel a abouti la formalisme consiste à :

- résoudre une fois pour toutes l'équation (4) pour différentes valeurs de σ_e, et tabuler les sections efficaces effectives microscopiques en fonction de cette dernière
- pour la résolution d'un problème quelconque, il suffit d'interpoler dans les tables de sections effectives relatives à la section équivalente du problème à résoudre.

Pour un groupe d'énergie 1, le flux de structure fine φ_1 est donné par l'équation (4) (résolution par itération) mais en utilisant les sections effectives déterminées par interpolation

$$\varphi_1 = 1 - \frac{\sigma_{0\ eff}}{\sigma_e} + \frac{1}{\sigma_e} \sum_{m=1}^{l} (\sigma_{s,eff})_m \; P_{m \to l} \; \Delta u_m$$

$P_{m \to 1}$ est la probabilité de transfert du groupe m vers le groupe 1 sans tenir compte de l'autoprotection.

Les sections efficaces autoprotégées (pour un type de réactions) sont déterminées en utilisant la conservation du taux de réaction.

$$\sigma_{r1}\,\varphi_1 = (\sigma_{r,eff})_1 \qquad \text{D'où} \qquad \sigma_{r1} = (\sigma_{r,eff})_1 / \varphi_1$$

On obtient ainsi des sections efficaces autoprotégées (pour un isotope résonnant) à utiliser dans un calcul multigroupes de transport, à groupes larges devant la largeur moyenne des résonances, pour obtenir des taux de réactions et des flux corrects.

Pour calculer l'effet Doppler, les sections effectives sont tabulées, aussi, en fonction de la température combustible.

Dans le code Apollo, la grande résonance de l'isotope ^{240}Pu (à 1.056 eV) est suffisamment bien décrite dans le découpage à 99 groupes, par conséquent il n'est pas nécessaire d'introduire dans la bibliothèque les sections effectives.

Toutefois, comme les sections efficaces en bibliothèque n'existent actuellement qu'à 0°K il faut, au niveau des données, introduire des corrections * pour tenir compte de l'élargissement Doppler.

c - Formalisme du calcul de l'autoprotection en milieu hétérogène -

Le formalisme utilisé est le même qu'en milieu homogène. Prenons l'exemple d'une cellule composée de deux zones :

- un milieu combustible de volume V_1, constitué d'un isotope résonnant indicé 0 et un ensemble d'isotopes qui lui sont mélangés indicé 1 et pour lequel les sections efficaces sont constantes ou légèrement variables.

- un milieu modérateur d'indice 2 comprenant un ou plusieurs isotopes de sections efficaces constantes ou légèrement variables et occupant un volume V_2.

En utilisant l'hypothèse du flux plat, le bilan neutronique dans chaque zone s'écrit :

$$V_1(\Sigma_1 + \Sigma_0)\,\phi_1 = V_1\,P_{11}(R_0\,\phi_1 + R_1\,\phi_1) + V_2\,P_{21}\,R_2\,\phi_2$$

$$V_2\,\Sigma_2\,\phi_2 = V_2\,P_{22}\,R_2\,\phi_2 + V_1\,P_{12}\,(R_0\,\phi_1 + R_1\,\phi_1)$$

P_{ij} : probabilité pour un neutron né dans le milieu i de subir son premier choc dans le milieu j.

---

* L'élargissement Doppler à une température T (absolue) et est défini comme $\alpha = \dfrac{\sigma_T(u)}{\sigma_{T_0}(u)}$

$T_0 = 0°K$

Les probabilites P_{ij} vérifient les relations de conservation et de réciprocité.

$$\sum_j P_{ij} = 1 \qquad \text{dans le cas sans fuites}$$

$$V_2 P_{21} \Sigma_2 = V_1(\Sigma_1 + \Sigma_0) P_{12}$$

En utilisant les définitions :

$$R_0 \phi_1 = \psi R_0 \Psi_1, \quad R_1 \phi_1 = \Sigma_1 \psi, \quad R_2 \phi_2 = \Sigma_2 \psi$$

l'équation de ralentissement dans le milieu combustible s'écrit après simplification

$$\frac{1}{N_0} R_0 \Psi_1 - (\sigma_e + \sigma_0) \Psi_1 + \sigma_e = 0 \qquad (1)$$

$$\sigma_e = \frac{\Sigma_1 + \Sigma_0(1 - P_{11})}{N_0 P_{11}}$$

L'équation (1) possède la même forme qu'en milieu homogène, la seule différence est que la section équivalente est fonction de l'énergie par l'intermédiaire de la section efficace du noyau résonnant σ_0. Pour ramener le problème à celui du milieu homogène, il faut enlever à σ_e le caractère de dépendance de l'énergie.

→ Variation de la section équivalente : facteur de Bell

Pour les grandes valeurs de Σ_0, la probabilité P_{11} $\bar{2}\bar{}$ s'écrit

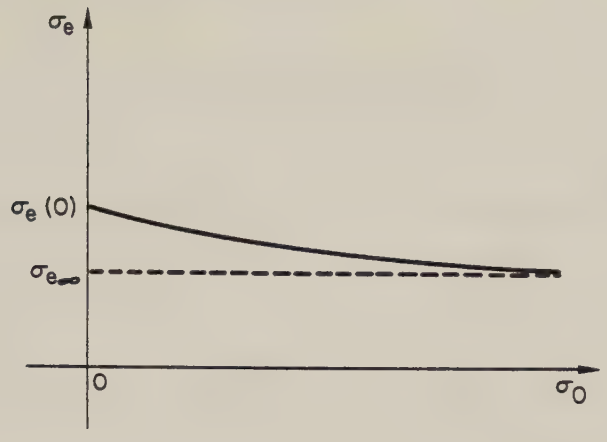
$$P_{11} = 1 - (1/\bar{l}\ \Sigma_0)^*$$

D'où $$\sigma_{e\infty} = \frac{1}{N_0}(\Sigma_1 + \frac{1}{\bar{l}})$$

Pour une géométrie donnée $\sigma_{e\infty}$ est une grandeur constante.

---

* $\bar{l} = 4 \frac{V_0}{S_0}$: corde moyenne du milieu combustible, V_0 son volume et S_0 sa surface latérale



Allure de la variation de σ_e en fonction de σ_0.

Une fois qu'elle atteint sa valeur asymptotique, la section équivalente σ_e varie très peu avec σ_0.

Afin de pouvoir utiliser la tabulation de référence, déterminée en milieu homogène, on remplace la section équivalente du milieu hétérogène par une section équivalente homogène vraie σ_{ev} caractérisée en particulier par la valeur de σ_e

$$\sigma_{ev} = \frac{1}{N_0} \left[\Sigma_1 + b\, \Sigma_{e\infty}\ (\Sigma_2) \right]$$

b : facteur de Bell

$\Sigma_{e\infty}(\Sigma_2)$: section équivalente asymptotique du milieu contenant l'isotope résonnant.

σ_{ev} (ou le facteur de Bell) est déterminée en résolvant numériquement l'équation de conservation de l'intégrale effective

$$I_H(\sigma_{ev}) = I \qquad (2)$$

Avec I l'intégrale de résonance dans la géométrie exacte et $I_H(\sigma_{ev})$ l'intégrale de résonance en milieu homogène équivalent.

L'égalité (2) est une condition nécessaire et suffisante pour avoir, dans les réacteurs

thermiques, un facteur antitrappe correct, sa résolution est faite en approximation résonance étroite

$$\Psi(u) = \frac{\sigma_p + \sigma_e}{\sigma_0 + \sigma_e}$$

σ_p : section efficace potentielle ; c'est la section du noyau lourd en dehors de la résonance.

$$I = \int_{Res} \sigma_{a_0}(u) \frac{\sigma_p + \sigma_e}{\sigma_0 + \sigma_e} \, du = \int_{Res} \frac{\sigma a_0}{\sigma_0} \cdot \frac{\sigma_p + \sigma_e}{1 + (\sigma_e/\sigma_0)} \, du$$

On pose $\pi(\sigma_0) \, d\sigma_0 = (\sigma_{a_0}/\sigma_0) \, du$: somme sur l'intervalle de léthargie où la section efficace totale du noyau résonnant varie de σ_0 à $\sigma_0 + d\sigma_0$, cette distribution est tabulée pour les différents noyaux lourds importants.

L'intégrale effective est également tabulée pour différentes valeurs de σ_0 et à différentes températures combustible (à cause de l'effet Doppler).

Le sous programme JEZABEL, du code APOLLO [1], utilise ce procédé de calcul pour déterminer le facteur de Bell, il calcule également la section efficace asymptotique $\sigma_{e\infty}$.

→ Théorème d'équivalence -

Le sous programme Bieff calcule les sections efficaces autoprotégées en chaque groupe d'énergie de la même façon qu'en milieu homogène. Pour cela il utilise la section équivalente homogène vraie σ_{ev} fournie par JEZABEL et la tabulation de référence des sections effectives.

Le problème hétérogène est ramené ainsi à celui d'un milieu homogène équivalent : c'est le théorème d'équivalence.

II.1.5. Conséquence de l'effet Doppler sur le taux de réaction -

Calculons le taux de réaction, dans une résonance, pour un milieu de volume V

$$T = \int_V \int_{\Delta u} \Sigma(r,u') \, \phi(r,u') \, du' \, dv'$$

Dans l'intervalle d'énergie entourant la résonance le flux macroscopique subit une très faible variation, on peut faire l'approximation suivante :

$$\phi(u') = \varphi(u')\,\psi(u') = \varphi(u')\,\psi(u)$$

D'où

$$T = N\,\psi(u)\,I_{eff}$$

On considère, dans une première approximation, que le taux de réaction est proportionnel à l'intégrale effective. Par conséquent, l'effet Doppler entraîne une augmentation du taux de réaction, plus précisément du taux d'absorption.

II.1.6. Evolution de l'effet Doppler au cours du cycle -

L'effet Doppler n'est pas le même en début et en fin de cycle, ceci à deux origines.

- la concentration en Uranium 238 n'est pas constante le long du cycle combustible, mais c'est un effet peu important comparé à celui engendré par l'apparition croissante de l'isotope ^{240}Pu et qui possède une grande résonance à 1.056 eV

- pour une même valeur de puissance dégagée, la distribution de cette dernière n'est pas la même en début et en fin de vie, ce qui entraîne une différence entre les distributions de température.

L'effet Doppler est toujours négatif, il vaut environ - 2 pcm/°C pour un PWR en fonctionnement nominal.

II.2. Effet de spectre (ou de thermalisation) -

II.2.1. Aspect physique -

C'est un effet qui apparaît exclusivement dans les réacteurs thermiques car il est lié à la température du modérateur.

Les neutrons tendent à se mettre en équilibre thermodynamique avec le milieu environnant (dans ce cas le modérateur) selon une distribution représentée par une maxwellienne à la température du milieu et ceci en l'absence des absorptions et des fuites.

Lorsque la température du thermaliseur augmente, on a un "durcissement" du spectre des neutrons, c'est-à-dire un déplacement de ce dernier vers les hautes valeurs d'énergie.

Ceci a pour conséquence une baisse des sections efficaces moyennées sur le spectre,

due à une décroissance des sections efficaces d'absorption des noyaux lorsque l'énergie augmente. La loi n'étant pas la même pour tous les noyaux, le bilan neutronique s'en trouve affecté.

II.2.2. Résolution par le code Apollo -

a - En milieu infini -

Dans le domaine thermique, les neutrons sont régis par une équation de thermalisation qui exprime un bilan entre le nombre d'arrivées et de départs des neutrons dans le domaine d'énergie E et E + dE. En effet à l'état thermique, un neutron peut perdre de l'énergie comme il peut en gagner.

En notant $\Sigma_{tm}(E)$ la section efficace totale du modérateur et Σ_{sm} se section de diffusion l'équation s'écrit :

$$\int_0^\infty \Sigma_{sm}(E',E)\ \phi(E')\,dE' = \Sigma_{tm}(E)\ \phi(E) \qquad (1)$$

$$\Sigma_{tm}(E) = \Sigma_{am}(E) + \int \Sigma_{sm}(E,E')\,dE'$$

L'équation (1) s'écrit sous la forme

$$H\ \phi(E) = \Sigma_{am}(E)\ \phi(E)$$

Avec H opérateur de thermalisation

$$H\ \phi(E) = \int_0^\infty \Sigma_{sm}(E',E)\ \phi(E')\,dE' - \phi(E) \int_0^\infty \Sigma_{sm}(E,E')\,dE'$$

Dans une résolution multigroupes en énergie, l'opérateur de thermalisation H est représenté par une matrice pleine N x N où N est le nombre de groupes thermiques de la bibliothèque utilisée par le code.

Les éléments de cette matrice (sections de transferts thermiques) dépendent de la température du modérateur.

Le code Apollo tient compte de l'effet de température modérateur en interpolant ou extrapolant dans deux matrices de thermalisation à 20°C et 280°C.

b - Milieu hétérogène -

En chaque point le spectre neutronique résulte d'un équilibre entre les arrivées et départs par thermalisation, les absorptions et le passage d'un point à l'autre par diffusion.

L'équilibre dans chaque milieu i est donné par :

$$V_i \, H_i \, \overline{\phi}_i(E) = V_i \, \Sigma a_i(E) \, \overline{\phi}_i(E) + S_i \, J_i(E)$$

Avec les notations :

$J_i(E)$ courant net de neutrons sortant du milieu i à l'énergie E

$\overline{\phi}_i(E)$ flux moyenné sur l'espace, à l'énergie E, du milieu i

H_i opérateur de thermalisation dans le milieu i

On considère l'exemple d'une cellule composée de deux milieux : un modérateur (m) et un élément combustible (c) absorbant des neutrons mais ne thermalisant pas.

L'équation régissant le spectre neutronique en chaque milieu s'écrit :

$$V_m \, H_m \, \overline{\phi}_m(E) = V_m \, \Sigma a_m(E) \, \overline{\phi}_m(E) + SJ(E) \qquad (1)$$

$$0 = V_c \, \Sigma a_c(E) \, \overline{\phi}_c(E) - SJ(E) \qquad (2)$$

On élimine le courant entre les équations (1) et (2) et on obtient une équation de la forme :

$$H_m \, \overline{\phi}_m(E) = \Sigma_a(E) \, \overline{\phi}_m(E) \qquad (3)$$

Avec

$$\Sigma_a(E) = \Sigma_{a_m}(E) + \frac{V_c}{V_m} \, \Sigma a_c(E) \, \frac{\overline{\phi}_c}{\overline{\phi}_m} \qquad (4)$$

L'équation (3) a la même forme que l'équation de thermalisation en milieu infini, mais avec une section d'absorption donnée par l'expression (4).

II.3. Effet de dilatation -

II.3.1. Aspect physique -

C'est un effet très important dans les réacteurs contenant des liquides, notamment les réacteurs à eau où celle-ci joue, à la fois, le rôle de modérateur et de caloporteur. Toute élévation de la température, de l'eau entraîne la diminution de sa densité d'où un ralentissement et une thermalisation moins efficaces (deux effets très importants) ; l'effet de densité est particulièrement accentué dans les réacteurs à eau pressurisée (PWR). En effet, dans ce type de réacteur, il y a généralement du bore en solution dans l'eau, dont la densité est liée à celle de ce dernier et dont l'efficacité sera fonction, parmi d'autres facteurs, de la température de l'eau.

a - Effet de dilatation sur les facteurs f et p -

L'effet de dilatation se manifeste essentiellement au niveau de ces deux facteurs.

a-1 - Facteur d'utilisation thermique f -

Il exprime la probabilité d'absorption thermique dans le combustible. Prenons l'exemple simple d'une cellule composée de deux milieux : un milieu combustible (c) et un milieu modérateur (m). L'expression de f est :

$$f = \frac{\Sigma_{a_c} \overline{\phi}_c(u)\, V_c}{\Sigma_{a_c} \overline{\phi}_c(u)\, V_c + \Sigma_{a_m} \overline{\phi}_m\, V_m}$$

$\overline{\phi}_i(u)$: flux moyenné sur l'espace dans la zone i)

$$\frac{1}{f} - 1 = (\Sigma_{a_m}/\Sigma_{a_c})\,(\overline{\phi}_m(u) / \overline{\phi}_c(u))\,(V_m/V_c) \qquad (1)$$

Σ_{a_m} varie proportionnellement avec la densité du modérateur, ceci au premier ordre seulement à cause de l'effet de spectre.

$\overline{\phi}_m(u)/\overline{\phi}_c(u)$ varie aussi avec la densité du modérateur, mais beaucoup moins que Σ_{a_m}.

Ecrivons la dérivée, logarithmique de l'expression (1), par rapport à la densité du modérateur ρ_m.

$$\frac{f}{1-f} \cdot \frac{\partial(1/f)}{\partial \rho_m} = \frac{\Sigma_{a_c}}{\Sigma_{a_m}} \cdot \frac{\partial(\Sigma_{a_m}/\Sigma_{a_c})}{\partial \rho_m} + \frac{\overline{\Phi}_c}{\overline{\Phi}_m} \cdot \frac{\partial(\overline{\phi}_m(u) / \overline{\phi}_c(u))}{\partial \rho_m}$$

$$- \frac{1}{f(1-f)} \cdot \frac{\partial f}{\partial T_m} \cdot \frac{\partial T_m}{\partial \rho_m} = \left(\frac{1}{\rho_m} \cdot \frac{\partial \rho_m}{\partial T_m} + \frac{\overline{\phi}_c(u)}{\overline{\phi}_m(u)} \cdot \frac{\partial(\overline{\phi}_m(u)/\overline{\phi}_c(u))}{\partial T_m} \right) \frac{\partial T_m}{\partial \rho_m}$$

$$\frac{1}{f} \cdot \frac{\partial f}{\partial T_m} = - (1-f) \left(\frac{1}{\rho_m} \cdot \frac{\partial \rho_m}{\partial T_m} + (\overline{\phi}_c(u) / \overline{\phi}_m(u) \cdot \frac{\partial(\overline{\phi}_m(u) / \overline{\phi}_c(u))}{\partial T_m} \right)$$

1-f est positif et le signe de $\frac{\partial \rho_m}{\partial T_m}$ est négatif, son signe est imposé à toute l'expression entre crochets.

Conclusion :

Le coefficient de température modérateur, relatif au facteur d'utilisation thermique est positif, l'effet de dilatation du modérateur sur f est un effet déstabilisant.

La section efficace du modérateur correspond à tous les corps le constituant, en particulier l'eau et le bore pour les réacteurs PWR ; la densité du bore (N_B) est liée à celle de l'eau par l'équation :

$$N_B = N_{H_2O} \cdot \frac{A_{H_2O}}{A_B} \cdot C_B \, 10^{-6}$$

C_B : concentration en bore soluble donnée en ppm

A_i : la masse atomique du corps i.

Par conséquent, l'effet modérateur sur f est d'autant plus grand que la concentration C_B est grande, ce qui nécessite de la limiter afin de ne pas avoir un coefficient de température global (c'est-à-dire la grandeur qui mesure la variation de réactivité avec la température) $\frac{1}{K_{INF}} \cdot \frac{\partial K_{INF}}{\partial T_m}$ positif.

a-2 - Probabilité antitrappe p -

Elle exprime la probabilité qu'un neutron ne soit pas absorbé dans une résonance au cours du ralentissement.

L'expression suivante donne des valeurs satisfaisantes de p

$$p = \exp \left[- \frac{N_c \, V_c}{V_m \, \xi_m \, \Sigma_{sm}} \, I_{eff} \right]$$

Avec les notations suivantes :

ξ_m : Gain moyen de léthargie par choc sur le modérateur et Σ_{sm} sa section efficace de diffusion.

Le paramètre sensible à la densité ρ_m de l'eau est la section macroscopique de diffusion Σ_{sm}, elle varie proportionnellement à ρ_m.

Passons par la dérivée logarithmique pour déterminer un ordre de grandeur de l'effet de dilatation sur p

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{\partial p}{\partial \rho_m} = - \log(p) \cdot \frac{1}{\Sigma_{sm}} \cdot \frac{\partial \Sigma_{sm}}{\partial \rho_m}$$

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial T_m} = - \log(p) \cdot \frac{1}{\rho_m} \cdot \frac{\partial \rho_m}{\partial T_m}$$

$$\left.\begin{array}{l} p < 1 \rightarrow \log p < 0 \\ \dfrac{\partial \rho_m}{\partial T_m} < 0 \end{array}\right\} \rightarrow \frac{\partial p}{\partial T_m} < 0$$

Conclusion : l'effet modérateur (effet de dilatation surtout) sur le paramètre p est stabilisant.

. Ordres de grandeurs -

On a fait deux calculs de transport sur une cellule du type Tihange à mi-vie (8000 MWj/t), un enrichissement de 2,55% , une concentration en bore de 400 ppm et a une pression de 158 atm environ.

- Le premier calcul est à une température du combustible T_c égale à 640°C et une température du modérateur T_m égal à 280°C, les densités de l'eau et du bore sont relatives à T_m = 280°C.

- Le deuxième calcul correspond à T_c = 640°C et T_m = 325°C avec les densités de l'eau et du bore relatives à T_m = 325°C.

On a calculé l'écart relatif par rapport au premier calcul sur le facteur de multiplication infini K_{INF},le coefficient de température modérateur associé à f et celui associé à p.

$$\begin{cases} f(280) = 0.88838 \\ f(325) = 0.90215 \end{cases} \qquad \begin{cases} p(280) = 0.65925 \\ p(325) = 0.62857 \end{cases}$$

$$\frac{1}{f} \cdot \frac{\partial f}{\partial T_m} = \frac{0.90215 - 0.88838}{0.88838(325 - 280)} \simeq + 34 \text{ pcm/°C}$$

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{\partial p}{\partial T_m} = - \log (0,65925) \cdot \frac{(2,22982 - 2,55871)^{-2}}{2,55871^{-2} (325 - 280)} = - 52 \text{ pcm/°C}$$

$$\frac{K_{INF}(325) - K_{INF}(280)}{K_{INF}(280)} = - 1522 \text{ pcm}$$

b - Evolution de l'effet de dilatation au cours du cycle -

L'effet de dilatation sur p et surtout sur f varie au cours de l'irradiation du combustible à cause de l'apparition croissante du plutonium ; ainsi p décroit tandis que f croit au fur et à mesure que le taux de combustion augmente. Par conséquent, on assiste à une décroissance du coefficient de température modérateur lié à f $\left[\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial T_m} \right]$, tandis que celui lié à p croit en valeur absolue.

Le coefficient total de dilatation décroit au cours du cycle mais faiblement, il est masqué par une diminution de la concentration en bore soluble. Il varie de - 5 pcm/°C en début du cycle à - 60 pcm/°C en fin du cycle.

II.3.2. Résolution par le code APOLLO -

En ce qui concerne l'effet de dilatation, le code APOLLO en tient compte correctement, il suffit d'entrer dans les données les bonnes concentrations de l'eau et du bore.

CHAPITRE II

SCHEMA DU CALCUL D'UN REACTEUR A EAU LEGERE

DESCRIPTIONS SOMMAIRES DE LA METHODE ET DES CODES UTILISES

I. LA METHODE -

Le schéma utilisé, actuellement, dans le calcul de réacteurs à eau légère comprend deux étapes

- la première consiste à résoudre l'équation du transport pour avoir le flux discrétisé, en espace et en énergie, à l'intérieur d'une maille élémentaire pouvant être une cellule ou un ensemble de cellules (partie ou totalité d'un assemblage) ; ce calcul s'effectue en traitant avec soin les différents phénomènes physiques (absorption, ralentissement, etc...)

  Le code de transport synthétise les paramètres neutroniques de la maille ; ces paramètres sont des grandeurs moyennées sur des domaines donnés d'espace et d'énergie en pondérant par le flux fin.

- la deuxième partie comprend le traitement d'une partie ou la totalité du coeur en utilisant un code de diffusion et les paramètres des différentes mailles fournis par la première étape.

II. LES CODES -

II.1. Code cellule ou assemblage : APOLLO [1] -

Le code APOLLO assure la première étape, dans le calcul d'un réseau, en résolvant l'équation du transport sous sa forme intégrale, dans l'approximation multigroupes ; dans un groupe donné, Apollo utilise dans sa résolution spatiale du flux les probabilités de collision. Ces dernières sont calculées par des sous-programmes, dans le code Apollo, suivant la géométrie considérée.

II.2. Code réacteur -

Pour le calcul de diffusion, on dispose de deux modules.

II.2.1. Code de diffusion aux différences finies : DIANE -

DIANE résout l'équation de diffusion par la méthode des différences finies à une ou deux dimensions ; il utilise,pour chaque type de cellule, des paramètres moyens d'un milieu homogène équivalent et permet un traitement détaillé du coeur.

II.2.2. Code de diffusion aux éléments finis -

La résolution de l'équation de diffusion par la méthode des éléments finis permet de réduire le nombre d'inconnues, et par conséquent réaliser des gains importants sur le temps du calcul, par rapport à la méthode des différences finies ; elle permet le calcul du coeur en

traitant des mailles élémentaires de grandes tailles, elle est donc particulièrement adaptée au traitement macroscopique du réacteur.

Les modules utilisant cette méthode de résolution sont au nombre de trois

- le module BILAN traite un maillage x y d'éléments rectangulaires quelconques ; sur chaque élément le flux peut être représenté par des polynômes de degré 1, 2 ou 3 en x et en y

- le module TRIDENT traite un maillage d'éléments parallélépipédiques rectangles quelconques ; les polynômes d'approximation du flux peuvent être linéaires ou paraboliques en z

- le module CRONOS [9,10] calcule les effets de contre réactions par un couplage d'un module résolvant les équations thermiques et hydrauliques (FLICA III) et d'un module traitant les problèmes de la neutronique (BILAN ou TRIDENT).

Les codes APOLLO, DIANE, BILAN, TRIDENT et CRONOS font partie d'un même système modulaire NEPTUNE [4].

Dans le code APOLLO il y a deux modules qui permettent l'enchaînement automatique des calculs de réacteurs.

- SORTEV : module qui permet de créer des sections efficaces microscopiques fonctions de plusieurs paramètres qui peuvent être le taux d'irradiation, la température du combustible et la température du modérateur ; ces bibliothèques (Neplib) sont directement transmises à la phase réacteur DIANE de NEPTUNE pour des calculs d'évolution fine.

- SORTUNE crée l'interface Neplib, c'est-à-dire ensemble de données pouvant être des sections efficaces macroscopiques, fonctions de plusieurs paramètres, et des tables de sections efficaces microscopiques pour certains corps comme le Xénon et le Bore ; ces Neplib sont utilisés par le code ELECTRE*, du système NEPTUNE, pour le calcul du coeur.

Les Neplib évolutives sont ensuite classées par le code TRISYNTHESE [11]. On obtient ainsi les tables de sections efficaces dans lesquelles s'effectuera l'interpolation pour le calcul du coeur.

---

* ELECTRE regroupe BILAN et TRIDENT

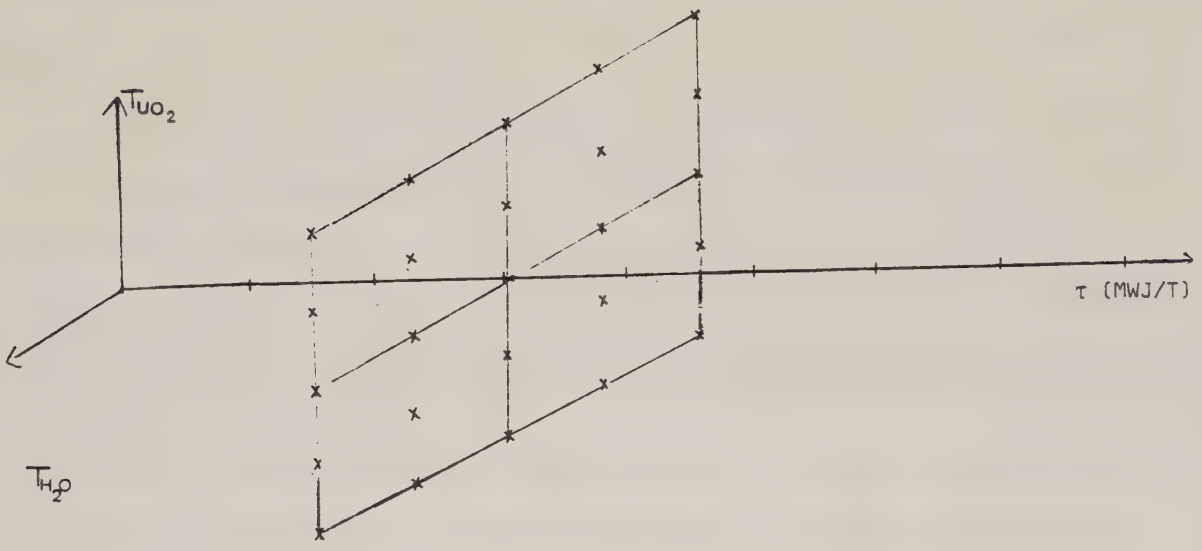
CHAPITRE III

ELABORATION D'UN NOUVEAU SCHEMA DE CALCUL DES CONTRE-REACTIONS DANS UN REACTEUR PWR

I - INCONVENIENT DU SCHEMA ACTUEL -

Le calcul du premier coeur par le module CRONOS nécessite des tables de sections efficaces macroscopiques à deux groupes d'énergie (le nombre de ces tables est égal au nombre de type d'assemblage dans le réacteur) paramétrées en fonction du taux d'irradiation, de la température modérateur et de la température combustible ; les Neplib sont obtenues à partir des calculs de transport APOLLO [1] ; ce code donne des résultats précis mais coûteux. Etant donné le nombre élevé de ces Neplib, le coût des tables devient prohibitif devant les coûts des calculs de coeur effectués par la suite.

. Ordres de grandeurs -



x Lot de sections efficaces à 2 ou 4 groupes : Neplib.

Si on veut paramétrer les tables en fonction de 25 ensembles de températures du combustible et du modérateur et 9 taux d'irradiation, le nombre de calculs de transports à effectuer pour le calcul du premier coeur du réacteur Tihange (5 types d'assemblages) est de :

$$5 \times 25 \times 9 = 1125$$

Le coût d'un calcul de transport portant sur 1/8 de l'assemblage avec 12 poisons consommables et 29 points de calculs (comptés sur l'ensemble des cellules) est de l'ordre de 70 unités de compte.

Ainsi on mesure tout l'intérêt de déterminer une méthode de calcul des sections efficaces tenant compte des effets de contre-réactions et réduisant au minimum le nombre de calculs de transport.

Un schéma de calcul des Neplib a été élaboré au cours d'une étude faite au SERMA [8,5], à partir des bibliothèques à 30 groupes ; ces dernières ont été obtenues en condensant par APOLLO [1] les sections efficaces de la bibliothèque standard dans des conditions physiques bien déterminées, elles permettent d'obtenir des résultats précis mais surtout aux voisinages de leurs conditions de créations.

II. PRINCIPE DU SCHEMA PROPOSE

Pour l'étude des effets de contre-réactions, on estime améliorer le schéma de calcul des Neplib en procédant ainsi :

1 - Pour chaque type d'assemblage, faire un calcul APOLLO, à 99 groupes, en évolution dans les conditions nominales de températures du combustible ($T^{\circ}_{UO_2}$) et du modérateur ($T^{\circ}_{H_2O}$) ; à chaque taux d'irradiation, ce calcul nous donne les concentrations des différents noyaux évoluants, relatives à chaque milieu de la géométrie du calcul, soient : $N_i(\tau)$.

2 - Utiliser les concentrations $N_i(\tau)$ et faire le calcul APOLLO à 99 groupes dans les conditions nominales et pour K valeurs de la température du modérateur et L valeurs de la température du combustible (calculs reprises à 99 groupes) ; on obtient ainsi des flux discrétisés en espace et en énergie qui vont servir à condenser en un petit nombre de groupes (une dizaine, on nommera ce type de bibliothèque Apollib), les sections efficaces à 99 groupes en les moyennant sur des domaines déterminés d'espace et d'énergie.

Ce calcul nous donne aussi les concentrations relatives à chaque noyau et moyennées sur le domaine d'intégration, en espace, choisi : $N(\tau)$.

Le nombre de ces calculs reprises doit rester largement inférieur au nombre de calculs nécessaires à l'établissement des Neplib.

3 - Pour chaque taux de combustion et chaque assemblage utiliser les données suivantes :

- les Apollib à variations
- les concentrations $N(\tau)$
- des lois pour interpoler, les concentrations $N(\tau)$ des noyaux sensibles aux effets de contre-réactions, dans les Apollib lorsque l'une des températures uniquement ne correspond à aucune Apollib (on n'a établi aucune loi qui permet de calculer à la fois l'effet lié à la température du combustible et celui lié à la température du modérateur.

Associer ces données au code de diffusion et faire un calcul de spectre pour obtenir des sections efficaces à deux groupes qui permettront de tenir compte des effets de contre-réactions dans le calcul du coeur : c'est le schéma microapollo.

Cette méthode de calcul des sections efficaces à deux groupes nous permet d'avoir une réduction importante sur le nombre de calculs de transport.

. Ordre de grandeur -

Le nombre maximum de Neplib permis par le module TRISYNTHESE /11/ est de 25 (Neplib paramétrées en fonction de 5 températures combustible et 5 températures modérateur) pour chaque pas d'irradiation ; avec le schéma qu'on propose ces 25 Neplib seront obtenues à partir de 13 calculs de spectres seulement.

T_m(°C)	$T_{m,1}$	$T_{m,2}$	T_m°	$T_{m,3}$	$T_{m,4}$
T_c(°C)					
$T_{c,1}$	X	⊗	X	⊗	X
$T_{c,2}$	⊗	X	⊗	X	⊗
T_c	X	⊗	X	⊗	X
$T_{c,3}$	⊗	X	⊗	X	⊗
$T_{c,4}$	X	⊗	X	⊗	X

X lot de sections efficaces macroscopiques à 2 groupes dont les températures correspondent à celles de l'Apollib

⊗ lot de sections efficaces à 2 groupes obtenues en interpolant linéairement les concentrations $N(\tau)$ dans les Apollib voisines.

La réduction sur le nombre de calculs de spectres est de 48%, malgré cette réduction, on estime que le nombre de calculs de spectre nécessaire à la création des Apollib est encore important. Une méthode de calcul de ces Apollib à partir d'un minimum de calcul de spectes sera élaborée au chapitre VI ; elle permet, pour le même exemple, de réduire de plus de 80% le nombre de calculs de transport.

CHAPITRE IV

MÉTHODES DE CONDENSATION DU DECOUPAGE STANDARD A 99 GROUPES

La première étape, dans notre schéma de calcul des contre-réactions, consiste à estimer l'erreur introduite si on utilise une Apollib, à maillage réduit, créée en condensant sur l'énergie mais en gardant la géométrie du calcul.

I. APOLLIB AVEC SAUVEGARDE DE LA GEOMETRIE DU CALCUL -

Les constantes neutroniques des différents noyaux, mentionnés dans les données APOLLO, sont moyennées sur l'énergie en pondérant par le flux à 99 groupes. Pour un isotope i et un type de réaction donné, les sections condensées, grâce au module KERA du code APOLLO, s'écrivent :

$$\sigma_i(r,M) = \frac{\int_M \sigma_i(u)\ \phi(r,u)\ du}{\int_M \phi(r,u)\ du}$$

En notant M un groupe du nouveau maillage. Le module KERA ajoute à chaque noyau, une section efficace supplémentaire : le coefficient de diffusion condensé

$$D(M) = \frac{\int_M D(u)\ \phi(r,u)\ du}{\int_M \phi(r,u)\ du}$$

D(M) est une caractéristique du milieu, il est indépendant du point. En effet, $\phi(r,u)$ est généralement un produit d'une fonction de léthargie par une fonction du point, on a alors une simplification par cette dernière dans l'expression de D(M).

II. APOLLIB AVEC HOMOGENEISATION DE LA GEOMETRIE DU CALCUL -

Le module KERA permet d'avoir les constantes neutroniques moyennées à la fois sur l'espace et l'énergie

$$\sigma_i(Z,M) = \frac{1}{\overline{N}_i} \cdot \frac{\int_M \int_Z \sigma_i(u)\ N_i(r)\ \phi(r,u)\ du\ dr}{\int_M \int_Z \phi(r,u)\ du\ dr}$$

Z : Macrozone = Toute la géométrie du calcul

$$\overline{N}_i = \frac{\int_Z N_i(r)\ dr}{V_{total}}$$

Le coefficient de diffusion constitue, là encore, une section supplémentaire pour chaque noyau, il s'écrit :

$$D_Z(M) = \frac{\int_Z \int_M D(u)\ \phi(r,u)\ du\ dr}{\int_Z \int_M \phi(r,u)\ du\ dr}$$

Pour le macrogroupe M, $D_Z(M)$ est unique pour toute la cellule ou l'assemblage, il dépend essentiellement de la densité du modérateur. En effet :

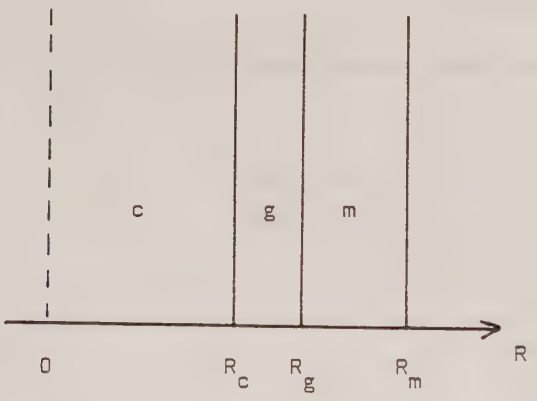
- lorsque la température du milieu combustible varie, l'effet Doppler se manifeste, surtout au niveau de la section efficace d'absorption mais celle de diffusion reste inchangée.

- la section efficace macroscopique de diffusion du modérateur varie, au premier ordre, proportionnellement avec sa densité.

III. LES TESTS -

Pour des raisons d'économie et de simplicité du calcul, les tests réalisés dans ce chapitre, ainsi que par la suite, sont en monocellule avec trois milieux (combustible (c), gaine (g) et modérateur (m)) et un point par milieu ; la cellule est celle d'un assemblage du type Tihange avec 12 BP et un enrichissement en isotope 235 de 2,55 %, dans une situation physique à mi-vie (8 000 MWj/t) afin d'avoir une quantité suffisante du plutonium) et une concentration (C_B) en bore soluble de 400 ppm. Les densités de l'eau correspondent à une pression d'environ 158 atmosphères.

a - Schéma de la cellule utilisée -



$R_c = 4.682^{-1}$ cm

$R_g = 5.369^{-1}$ cm

$R_m = 8.1005^{-1}$ cm

Les rayons R_c, R_g et R_m sont ceux d'une cellule PWR

b - Principaux noyaux et leur concentration -

ZONE	T en °C	COMPOSITION	CONCENTRATION EN 10^{24} at/cm^3
c	700	UO_2 + Pu	$^{235}U(4,0728\ 10^{-4})$, $^{238}U(2,1708\ 10^{-2})$ $^{240}Pu(1,201\ 10^{-5})$, $^{239}Pu(7,7873\ 10^{-5})$
g	304	Zirconium	$^{91}Zr(3,8221\ 10^{-2})$
m	304	H_2O + Bore	$H_2O(2,40334\ 10^{-2})$, $B(1,57308\ 10^{-5})$

c - Paramètres de comparaison -

La bibliothèque à 99 groupes sera prise comme référence tout au long de cette étude. Pour qualifier une bibliothèque à maillage réduit il ne faut pas se contenter de comparer les coefficients de multiplication des neutrons. En effet, dans ce type de bibliothèque il y a généralement des phénomènes de compensation.

Les paramètres utilisés seront généralement :

- le coefficient de multiplication infini K_{INF}
- les sections efficaces macroscopiques d'absorption et de production à deux groupes, relatives à tous les noyaux et moyennées sur l'ensemble de la cellule* : $\overline{\Sigma}_a$ et $\overline{\nu\Sigma_f}$
- la densité de ralentissement à la coupure thermique APOLLO** : q
- les flux intégrés épithermique (indice 1) et thermique (indice 2) : ϕ_1 et ϕ_2
- les taux d'absorption et de production moyens à deux groupes : (produit de la section macroscopique moyenne par le flux intégré)
- les facteurs ε, ρ, η et f calculés à partir des sorties 100 à deux groupes.

La coupure thermique utilisée dans les sorties à deux groupes est placée à 1.84 eV, elle a été conseillée par P. REUSS [6].

---

* La sortie APOLLO sur l'ensemble de la géométrie du calcul est nommée SORTIE 100

** Elle est placée à 2,7679 eV, entre les groupes 52 et 53 du maillage standard.

. Expressions des quatre facteurs -

$$\varepsilon = \frac{\overline{\nu\Sigma}_{f,1}\ \phi_1 + \overline{\nu\Sigma}_{f,2}\ \phi_2}{\overline{\nu\Sigma}_{f,2}\ \phi_2} \qquad p = \frac{\overline{\Sigma}_{a_2}\ \phi_2}{\overline{\Sigma}_{a_1}\ \phi_1 + \overline{\Sigma}_{a_2}\ \phi_2}$$

$$\eta = \frac{\overline{\nu\Sigma}_{f,2}\ \phi_2}{\left[\ \overline{\Sigma}_{a_2}\ \phi_2\ \right]_{\text{combustible}}} \qquad f = \frac{1}{\eta}\cdot\frac{\overline{\nu\Sigma}_{f,2}\ \phi_2}{\overline{\Sigma}_{a_2}\ \phi_2}$$

d - Résultats -

Le tableau qui va suivre donne une comparaison, des paramètres énumérés au paragraphe (c), entre le calcul standard et les calculs à 8 * groupes ; ceci pour le couple de températures : T_c = 640°C, T_m = 304°C. Afin d'avoir, à peu près, les mêmes fuites on impose aux calculs à maillage réduit, pour le couple (T_c, T_m) le laplacien tiré du calcul standard à 99 groupes.

La comparaison du calcul noté 8I (relatif à l'Apollib créée en sauvegardant le caractère hétérogène de la cellule) avec le calcul standard à 99 groupes donne l'effet d'autoprotection spatiale. Tandis que la comparaison de ce dernier avec le calcul noté 8 II (relatif à l'Apollib créée en homogénéisant la cellule) donne l'effet de condensation et d'homogénéisation.

La précision des calculs est de 10^{-5} (pcm).

e - Commentaire -

L'effet simultané de condensation et d'homogénéisation est pratiquement nul, tandis que le calcul 8 I donne des écarts non négligeables sur, presque, la totalité des paramètres qu'on a comparé ; ceci a pour origine le phénomène d'autoprotection spatiale qui affecte le facteur d'utilisation thermique par le biais des facteurs de désavantages.

Prenons l'exemple d'une cellule composée de deux milieux : combustible et modérateur : l'expression de f est :

$$f = \frac{\Sigma_{a_c}\ V_c\ \overline{\phi}_c}{\Sigma_{a_c}\ V_c\ \overline{\phi}_c + \Sigma_{a_m}\ V_m\ \overline{\phi}_m}$$

$$\frac{1}{f} = 1 + R + X$$

---

* Voir chapitre V pour le choix du maillage

COMPARAISON ENTRE CALCULS A 8 GROUPES ET CALCUL STANDARD A 99 GROUPES

Paramètre X		99 groupes	Calcul 8 I	Ecarts* en pcm	Calcul 8 II	Ecarts* en pcm
K_{INF}		1.15523	1.15501	- 19	1.15523	0
$\overline{\Sigma}_a$	1	$9.0231\ 10^{-3}$	$9.0388\,10^{-3}$	+ 74	$9.0322\,10^{-3}$	+1
	2	$8.2515\ 10^{-2}$	$8.2563\,10^{-2}$	+ 58	$8.2515\,10^{-2}$	0
$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	$5.4988\ 10^{-3}$	$5.5010\,10^{-3}$	+ 40	$5.4988\,10^{-3}$	0
	2	$1.2009\ 10^{-1}$	$1.2017\,10^{-1}$	+ 67	$1.2009\,10^{-1}$	0
ϕ	1	$3.3981\ 10^{+1}$	$3.3982\,10^{+1}$	+ 3	$3.3981\,10^{+1}$	0
	2	6.7710	6.7645	- 96	6.7709	-2
$\overline{\Sigma}_a \phi$	1	$3.0692\ 10^{-1}$	$3.0715\,10^{-1}$	+ 75	$3.0692\,10^{-1}$	0
	2	$5.5871\ 10^{-1}$	$5.5849\,10^{-1}$	- 39	$5.5870\,10^{-1}$	-2
$\overline{\nu\Sigma}_f \phi$	1	$1.8685\ 10^{-1}$	$1.8693\,10^{-1}$	+ 43	$1.8685\,10^{-1}$	0
	2	$8.1315\ 10^{-1}$	$8.1290\,10^{-1}$	- 31	$8.1314\,10^{-1}$	-1
q		0.57231	0.57208	- 40	0.57231	0
ε		1.22978	1.22995	+ 14	1.22979	+1
ρ		0.64544	0.64518	- 40	0.64543	-2
η		1.62621	1.62612	- 6	1.62619	-1
f		0.89497	0.89510	+ 15	0.89500	+3

* Ecarts du calcul à 8 groupes par rapport au calcul standard à 99 groupes $\frac{X(8) - X(99)}{X(99} .10^5$

Avec $R = \frac{V_m \Sigma_{am}}{V_c \Sigma_{ac}} \cdot \frac{\phi_{(a)}}{\overline{\phi}c}$ et $X = \frac{V_m \Sigma_{am}}{V_c \Sigma_{ac}} \cdot \frac{\overline{\phi}_m - \phi_{(a)}}{\overline{\phi}_c}$

$\phi_{(a)}$: flux à la frontière combustible modérateur

R : caractérise le creusement du flux dans le combustible, il dépend des propriétés de ce dernier

X : donne le surplus de capture dans le modérateur, et dépend de la forme du flux qui y règne

$\frac{\overline{\phi}_m}{\overline{\phi}_c}$: est le facteur de désavantage

La condensation du maillage standard avec sauvegarde du caractère hétérogène de la cellule conduit, pour chaque macrogroupe (M), à des sections efficaces $\Sigma_i(M,r)$ faibles dans le milieu combustible et fortes dans le modérateur ; lorsqu'on repasse le calcul avec l'Apollib, obtenue ainsi, l'autoprotection spatiale entraîne une augmentation du flux moyen dans le combustible et une réduction dans le modérateur et par conséquent une augmentation du facteur d'utilisation thermique.

Dans le calcul 8 II, réalisé avec des constantes neutroniques homogénéisées sur la cellule, le poids des sections efficaces d'absorption thermique des noyaux combustible est faible tandis que celui des noyaux constituant le modérateur est élevé ; en moyenne on a des sections correctes qui tiennent compte, parfaitement, de la forme spatiale du flux.

Conclusion -

Afin d'éviter le problème de l'autoprotection spatiale du flux et en même temps diminuer le temps d'exécution du calcul APOLLO, on va comparer, tout au long de ce travail, les effets de contre-réactions entre les calculs standard à 99 groupes avec cellule réelle et ceux à 8 groupes avec cellule homogénéisée.

CHAPITRE V

ETABLISSEMENT DES LOIS D'INTERPOLATIONS DANS LES APOLLIB ET CHOIX DU MAILLAGE REDUIT

I. CRITIQUE D'UN MAILLAGE REDUIT -

Les sections efficaces macroscopiques à deux groupes créées à partir d'une bibliothèque à maillage réduit peuvent présenter des écarts par rapport à celles obtenues à partir de calculs de référence à 99 groupes.

Trois causes peuvent être à l'origine de ces écarts

1 - effet lié à la méthode de condensation (par exemple simplifier le calcul des contre-réactions en utilisant des Apollib à variations créées à mi-vie)

2 - effet lié à la température de l'eau. En effet, si on dispose d'Apollib relative à une seule température de l'eau, on ne pourra pas calculer correctement l'effet de spectre sur les différents noyaux tels que l'^{235}U, le ^{240}Pu, etc..

3 - les constantes neutroniques d'une Apollib, créée à une température bien déterminée du combustible, sont des sections efficaces autoprotégées ; cette autoprotection est calculée à la température de création et ne permet pas d'obtenir de bons taux de réactions à d'autres températures.

Il s'avère donc nécessaire de :

a - Multiplier le nombre de ces Apollib en les créant à des états, de températures combustible et modérateur différents et ceci pour chaque taux d'irradiation.

b - Utiliser des lois d'interpolation dans les Apollib qui diffèrent entre elles par l'une des températures afin de tenir compte de l'effet lié soit à la température combustible soit celui lié à la température modérateur et obtenir de bons taux de réactions dans chaque cas.

En effet :

On a pas pu établir des lois d'interpolation qui permettent de calculer les deux effets à la fois.

II. CHOIX DU MAILLAGE REDUIT -

La base du choix du maillage reposera sur quelques résultats des tests qui seront faits pour qualifier les lois d'interpolations.

Deux découpages ont été comparés.

II.1. Découpage à huit groupes -

Il comporte quatre groupes dans le domaine thermique et quatre groupes dans le domaine épithermique.

Numéro du groupe	Numéros des groupes du 99 le limitant	Limite inférieure en énergie
1	1 - 12	907.18 Kev
2	13 - 20	36.979 Kev
3	21 - 37	55.595 eV
4	38 - 52	2.7679 eV
5	53 - 57	1.84 eV
6	58 - 75	0.62501 eV
7	76 - 87	0.134 eV
8	88 - 99	$1.1\ 10^{-4}$ eV

II.2. Découpage à cinq groupes -

Il comprend trois groupes thermiques et deux épithermiques

Numéro du groupe	Numéros des groupes du 99 le limitant	Limite inférieure en énergie
1	1 - 21	24.788 Kev
2	22 - 52	2.7679 eV
3	53 - 57	1.84 eV
4	58 - 75	0.62501 eV
5	76 - 99	$1.1\ 10^{-4}$ eV

III. LOIS D'INTERPOLATION

Chaque noyau, de concentration N, sensible à l'effet lié à la variation d'une température sera considéré comme un mélange de deux noyaux de concentrations N_i et N_j, ces concentrations représentent les poids des constantes neutroniques à prendre dans les Apollib B_i et B_j afin d'avoir de bons taux de réactions.

III.1. Effet de la température du combustible -

III.1.1. Isotope Uranium 238 -

L'isotope Uranium 238 possède des résonances dans le domaine épithermique dont la plus grande est à 6.7 eV ; elle contribue à plus de la moitié sur la capture mais moins sur l'effet Doppler.

L'effet de la température combustible sur la valeur propre est très important.

On a des écarts très minimes sur les facteurs ε et ηf ; comme l'effet de température combustible sur l'isotope 238 porte sur l'absorption épithermique, la plus grande variation est apportée par la probabilité antitrappe p.

Le critère d'interpolation de l'isotope 238 dans les Apollib sera basé sur la conservation du facteur p, autrement dit la conservation du taux de réactions aux niveaux des résonances.

On a vu que le taux de réaction peut s'écrire :

$$R = N\, I_{eff}(u)\, \psi(u)$$

où les différents facteurs sont définis comme précédemment.

N_i et N_j sont déterminés en utilisant :

- l'équation exprimant la conservation du nombre physique de noyaux

$$N_i + N_j = N \qquad (1)$$

- l'équation donnant la conservation de la probabilité antitrappe p

$$N_i\, I_{eff,i} + N_j\, I_{eff,j} = N\, I_{eff} \qquad (2)$$

Il a été vérifié dans la référence [3] que l'intégrale effective peut être représentée, approximativement, par une loi linéaire en $\sqrt{T}$ (T : température absolue du milieu combustible).

$$I_{eff} - \delta = \left[I_{eff}(T_0) - \delta \right] \left[1 + \beta \left(\sqrt{T} - \sqrt{T_0} \right) \right]$$

δ : Intégrale sur la léthargie de la section efficace en $\frac{1}{v}$

β : Le coefficient de température

En portant l'expression de I_{eff} dans (2), on obtient après simplification :

$$N_i \sqrt{T_i} + N_j \sqrt{T_j} = N \sqrt{T} \qquad (3)$$

$$N_i + N_j = N \qquad (1)$$

D'où

$$N_j = N \frac{\sqrt{T} - \sqrt{T_i}}{\sqrt{T_j} - \sqrt{T_i}} \quad , \; N_i = N - N_j$$

III.1.2. L'isotope Uranium 235 -

Les variations des sections efficaces d'absorption et de production thermiques avec la température combustible sont assez importantes, mais elles n'introduisent pas un écart notable sur la valeur propre k_∞ ; en effet, ces variations sont de même ordre de grandeur et du même signe ; ainsi au niveau du calcul du produit ηf, on a une compensation entre l'effet introduit sur la production thermique et celui introduit sur l'absorption thermique :

$$\eta f = \frac{\text{production thermique}}{\text{absorption thermique}}$$

Cependant si on veut obtenir des taux de réactions corrects dans le domaine thermique, il faut tenir compte de la variation des sections efficaces thermiques de l'isotope 235 avec la température combustible.

A partir des sorties 100 à deux groupes (coupure thermique placée à 1.84 eV) on a tracé la section efficace d'absorption thermique (tirée des calculs standards) de l'^{235}U en fonction de la température combustible, on a trouvé une loi linéaire : c'est-à-dire un effet de thermalisation, l'effet Doppler peut être négligé.

Le code APOLLO utilise pour cet isotope des sections effectives calculées à 20°C contrairement à l'isotope 238 pour lequel elles sont interpolées en $\sqrt{T}$ (T en °K).

Les poids N_i et N_j relatifs à B_i et B_j sont donnés par :

- l'équation exprimant l'effet de spectre

$$N_i T_i + N_j T_j = NT$$

- conservation du nombre physique d'atomes de l'^{235}U

$$N_i + N_j = N$$

III.1.3. L'isotope Plutonium 240 -

L'effet de température combustible sur le ^{240}Pu est important dans le domaine thermique à cause de sa grande résonance à 1.056 eV.

Pour justifier l'effet de résonance on a tracé, à partir des sorties 100 à deux groupes, la section d'absorption thermique en fonction de $\sqrt{T}$ (T en °K) ; on a obtenu une loi linéaire

Comme dans le cas de l'^{238}U, l'effet de température combustible sur le ^{240}Pu est un effet d'autoprotection.

III.1.4. L'eau -

Dans les PWR, l'eau joue un rôle capital dans la diffusion et la thermalisation des neutrons.

Des études, réalisées à la SEREL [7], ont montré que :

- la section efficace de transfert du groupe trois* présente une nette variation avec la température combustible
- cette variation engendre un effet non négligeable sur le coefficient de multiplication infini (de l'ordre de 100 pcm pour un intervalle de température égal à 365°C et une température modérateur égale à 286°C).

Il s'avère nécessaire de prendre en considération l'effet de spectre sur les sections efficaces de diffusion épithermiques ; à partir des sorties 100 à deux groupes, on a tracé la section efficace épithermique de diffusion en fonction de la température combustible, on a trouvé une variation linéaire.

. Tests des lois d'interpolation dans les Apollib combustible -

On a créé des Apollib, $B_k(T_c,T_m°)$ à 8 groupes d'énergie et $B'_k(T_c,T_m°)$ à 5 groupes, à partir des calculs APOLLO standards portant sur la cellule définie au chapitre IV pour 3 valeurs de la température combustible, une valeur de la densité d'eau correspondant à une valeur de la température du modérateur. Les valeurs sont les suivantes :

- température du combustible en °C : 280, 640, 1000
- température du modérateur en °C : 304°C

Le calcul de référence est un calcul APOLLO à 99 groupes pour une température du combustible égale à 640°C et une température du modérateur égale à 304°C.

Pour les calculs à maillages réduits, tous les noyaux composant la cellule sont pris dans B_o (640,304) (ou B'_o (640,304)) sauf (pour un corps à la fois) :

a - L'isotope Uranium 238 interpolé linéairement en $\sqrt{T}$ (T en °K) entre T_c = 280°C et T_c = 1000°C : tableau n° 1

---

* Les résultats ont été tirés des calculs de diffusion à partir des sorties APOLLO à 4 groupes. Le troisième groupe a pour limite en énergie 5.0045 keV et 0.62501 eV.

b - L'isotope Uranium 235 interpolé linéairement en T entre T_c = 280°C et T_c = 1000°C : tableau n° 2

c - L'isotope Plutonium 240 interpolé linéairement en $\sqrt{T}$ (T en °K) entre T_c = 280°C et T_c = 1000°C : tableau n° 3

d - L'eau interpolée linéairement en T entre T_c = 280°C et T_c = 1000°C : tableau n° 4

Les calculs à 8 et 5 groupes sont faits en imposant le Laplacien tiré du calcul de référence.

TABLEAU 1

EFFET DE L'INTERPOLATION DE L'^{238}U EN $\sqrt{T}$

Grandeur X		Référence	Calcul à 8 groupes	$\frac{(X_8-X_{99})^5}{X_{99}}$	Calcul à 5 groupes	$\frac{(X_5-X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}		1.15523	1.15523	0	1.15539	+ 14
K_{EFF}		1.	1.	0	1.00061	+ 61
q		0.57231	0.57235	+ 7	0.57270	+ 68
$\overline{\Sigma}_a$	1	$9.0321\ 10^{-3}$	$9.0310\ 10^{-3}$	- 12	$9.0321\ 10^{-3}$	0
	2	$8.2515\ 10^{-2}$	$8.2520\ 10^{-2}$	+ 6	$8.2511\ 10^{-2}$	- 5
$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	$5.4988\ 10^{-3}$	$5.4988\ 10^{-3}$	0	$5.4994\ 10^{-3}$	+ 11
	2	$1.2009\ 10^{-1}$	$1.2009\ 10^{-1}$	0	$1.2009\ 10^{-1}$	0
$\overline{\Sigma}_a$	1	$3.0693\ 10^{-1}$	$3.0689\ 10^{-1}$	- 13	$3.0696\ 10^{-1}$	+ 10
	2	$5.5871\ 10^{-1}$	$5.5874\ 10^{-1}$	+ 5	$5.5908\ 10^{-1}$	+ 66
$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	$1.8685\ 10^{-1}$	$1.8686\ 10^{-1}$	+ 5	$1.8690\ 10^{-1}$	+ 27
	2	$8.1315\ 10^{-1}$	$8.1314\ 10^{-1}$	- 2	$8.1371\ 10^{-1}$	+ 69
ε		1.22979	1.22980	+ 1	1.22969	- 8
ρ		0.64544	0.64547	+ 5	0.64556	+ 19

Commentaire -

L'effet de condensation et d'homogénéisation sur les coefficients de multiplication K_{INF} et K_{EFF} est pratiquement nul.

La loi d'interpolation, de l'isotope 238 en $\sqrt{T}$, associée aux Apollib à 8 groupes donne de bons résultats, le caractère approximatif de l'expression de l'intégrale effective a conduit, dans ce test, à une sur-estimation de 5 pcm sur le facteur p mais qui reste négligeable.

Les résultats tirés des Apollib à 5 groupes sont moins bons, c'est donc le découpage qui n'est pas suffisant.

TABLEAU 2

EFFET DE L'INTERPOLATION DE L'^{235}U EN T

Grandeur X		Calcul de référence	Calcul à 8 groupes	$\frac{(X_8-X_{99})^5}{X_{99}}$	Calcul à 5 groupes	$\frac{(X_5-X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}		1.15523	1.15524	+ 1	1.15522	- 1
K_{EFF}		1.	1.00003	+ 3	1.00046	+ 46
q		0.57231	0.57230	- 2	0.57261	+ 52
$\overline{\Sigma}_a$	1	$9.0321\ 10^{-3}$	$9.0324\ 10^{-3}$	+ 3	$9.0355\ 10^{-3}$	+ 38
	2	$8.2515\ 10^{-2}$	$8.2517\ 10^{-2}$	+ 2	$8.2517\ 10^{-2}$	+ 2
$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	$5.4988\ 10^{-3}$	$5.4988\ 10^{-3}$	0	$5.4999\ 10^{-3}$	+ 20
	2	$1.2009\ 10^{-1}$	$1.2010\ 10^{-1}$	+ 8	$1.2010\ 10^{-1}$	+ 8
$\overline{\Sigma}_a\ \phi$	1	$3.0692\ 10^{-1}$	$3.0693\ 10^{-1}$	+ 3	$3.0706\ 10^{-1}$	+ 46
	2	$5.5871\ 10^{-1}$	$5.5871\ 10^{-1}$	0	$5.5898\ 10^{-1}$	+ 48
$\overline{\nu\Sigma}_f\ \Phi$	1	$1.8685\ 10^{-1}$	$1.8687\ 10^{-1}$	+ 11	$1.8691\ 10^{-1}$	+ 32
	2	$8.1315\ 10^{-1}$	$8.1316\ 10^{-1}$	+ 1	$8.1356\ 10^{-1}$	+ 50
ε		1.22979	1.22981	+ 2	1.22974	- 4
ρ		0.64544	0.64543	- 1	0.64544	0
η		1.62620	1.62623	+ 2	-	-
f		0.89497	0.89497	0	-	-

Commentaire -

L'interpolation en T, de l'isotope 235, associée aux Apollib à 8 groupes permet de bien tenir en compte l'effet de spectre sur les sections efficaces thermiques d'où l'écart négligeable ou nul sur les facteurs η et f ; la densité de ralentissement à la coupure ainsi que les facteurs ε et ρ ne présentent pratiquement pas d'écart par rapport au calcul de référence à 99 groupes.

TABLEAU 3

CALCUL DE L'EFFET D'INTERPOLATION DU ^{240}Pu en $\sqrt{T}$

Grandeur X		Calcul de référence	Calcul à 8 groupes	$\frac{(X_8-X_{99})^5}{X_{99}}$	Calcul à 5 groupes	$\frac{(X_5-X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}		1.15523	1.15527	+ 4	1.15525	+ 2
K_{EFF}		1.	1.00006	+ 6	1.00049	+ 49
q		0.57231	0.57231	0	0.57262	+ 54
$\overline{\Sigma}_a$	1	$9.0321\ 10^{-3}$	$9.0322\ 10^{-3}$	+ 1	$9.0350\ 10^{-3}$	+ 32
	2	$8.2515\ 10^{-2}$	$8.2511\ 10^{-2}$	- 5	$8.2510\ 10^{-2}$	- 6
$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	$5.4988\ 10^{-3}$	$5.4988\ 10^{-3}$	0	$5.4993\ 10^{-3}$	+ 9
	2	$1.2009\ 10^{-1}$	$1.2009\ 10^{-1}$	0	$1.2009\ 10^{-1}$	0
$\overline{\Sigma}_a\ \Phi$	1	$3.0692\ 10^{-1}$	$3.0692\ 10^{-1}$	0	$3.0705\ 10^{-1}$	+ 42
	2	$5.5871\ 10^{-1}$	$5.5872\ 10^{-1}$	+ 2	$5.5899\ 10^{-1}$	+ 50
$\overline{\nu\Sigma}_f\ \Phi$	1	$1.8685\ 10^{-1}$	$1.8686\ 10^{-1}$	+ 5	$1.8689\ 10^{-1}$	+ 21
	2	$8.1315\ 10^{-1}$	$8.1320\ 10^{-1}$	+ 6	$8.1360\ 10^{-1}$	+ 55
ε		1.22979	1.22978	- 1	1.22971	- 7
ρ		0.64544	0.64544	0	0.64546	+ 3
η		1.62620	1.62627	+ 4		
f		0.89497	0.89497	0		

Commentaire -

En utilisant une interpolation en racine carrée de la température absolue du combustible, les Apollib à 8 groupes permettent le calcul de l'effet d'autoprotection des résonances du ^{240}Pu. Les Apollib à 5 groupes donnent un écart sur les taux d'absorption et de production aussi bien dans le domaine thermique qu'épithermique

TABLEAU 4

EFFET D'INTERPOLATION DE L'EAU EN FONCTION

DE LA TEMPERATURE DU COMBUSTIBLE

Grandeur X		Calcul de référence	Calcul à 8 groupes	$\frac{(X_8-X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}		1.15523	1.15527	+ 3
K_{EFF}		1.	1.00006	+ 6
q		0.57231	0.57235	+ 7
$\overline{\Sigma}_a$	1	9.0321 10^{-3}	9.0320 10^{-3}	- 1
	2	8.2515 10^{-2}	8.2513 10^{-2}	- 2
$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	5.4988 10^{-3}	5.4989 10^{-3}	+ 2
	2	1.2009 10^{-1}	1.2009 10^{-1}	0
$\overline{\Sigma}_a \phi$	1	3.0692 10^{-1}	3.0689 10^{-1}	- 10
	2	5.5871 10^{-1}	5.5876 10^{-1}	+ 9
$\overline{\nu\Sigma}_f \phi$	1	1.8685 10^{-1}	1.8684 10^{-1}	- 5
	2	8.1315 10^{-1}	8.1321 10^{-1}	+ 7
ε		1.22979	1.22976	+ 2
ρ		0.64544	0.64548	+ 6
η		1.62620	1.62619	- 1
f		0.89497	0.89496	- 1

Commentaire -

On note un léger écart sur la densité de ralentissement à la coupure, sur les taux d'absorptions et le facteur p ; ceci est dû, peut être, à l'effet des densités N_i et N_j sur le calcul de ce dernier.

Le calcul de l'effet de température combustible nécessitera, à la fois, l'interpolation de l'^{238}U, l'^{235}U, le ^{240}Pu et l'eau ; la somme des effets des lois d'interpolations conduire dans le cas des Apollib à 5 groupes à des écarts très importants sur le K_{EFF} et les taux de réaction, ce qui nous a amené à choisir les Apollib à 8 groupes.

III.2. *Effet de la densité et de la température du modérateur* -

III.2.1. *Isotope Uranium 238* -

L'effet modérateur sur l'isotope 238 est surtout un effet de dilatation. La loi d'interpolation de la densité de cet isotope dans les Apollib doit conduire à une valeur correcte du facteur antitrappe p et par conséquent à une bonne évaluation du taux d'absorption.

L'approximation résonance étroite et isolée permet d'obtenir une expression approchée, du facteur antitrappe, mais qui donne des résultats satisfaisants.

$$p(u) = e^{-a\, I_{c,eff}}$$

$$\text{Avec} \quad a = \frac{N_o}{\xi\, \Sigma_d} \quad \text{et} \quad I_{c,eff} = \int_{\Delta u} \frac{\sigma_c}{1 + \frac{N_o}{\Sigma_d}\sigma_c}\, du$$

Σ_d : section efficace de diffusion du modérateur

N_o : le nombre d'atomes d'Uranium conduisant à une capture résonnante au cours du ralentissement (dans ce cas l'^{238}U).

L'expression de p(u) nous montre que la combinaison, des deux noyaux de concentrations N_i et N_j, doit satisfaire la conservation de la quantité $N_o\, I_{c,eff}$.

Il a été démontré et vérifié que l'intégrale effective varie à peu près linéairement avec la racine carrée de la section équivalente ($\sqrt{\sigma_e}$).

Dans le code APOLLO [1], les sections effectives sont tabulées pour un certain nombre de valeurs de σ_e en ordre croissant, la dernière valeur correspond aux sections non autoprotégées (σ_e très grande) ; le calcul de σ_{ev} est fait par interpolation suivant un polynôme du troisième degré en $\sqrt{\sigma_e}$, sauf entre les deux dernières valeurs où l'interpolation est faite linéairement en $1/\sigma_e$.

On a vérifié la variation de $I_{c,eff}$ en fonction de $\sqrt{\sigma_e}$ en traçant la section efficace d'absorption* épithermique de l'isotope 238 en fonction de la racine carrée de la densité (C) de l'eau ; on a trouvé une variation linéaire.

L'effet de dilatation de l'eau, sur l'^{238}U, relatif à une densité C sera pris en compte par la combinaison des effets liés aux densités C_i et C_j; ces dernières sont relatives aux Apollib B_i et B_j respectivement. Les concentrations N_i et N_j seront déterminées par :

- l'équation donnant la conservation du nombre physique des atomes de l'^{238}U

$$N_i + N_j = N$$

- l'équation exprimant la conservation du taux de réactions

$$N_i \sqrt{C_i} + N_j \sqrt{C_j} = N \sqrt{C}$$

III.2.2. Isotopes Uranium 235 et Plutonium 240 -

Pour ces deux noyaux, les sections efficaces microscopiques d'absorption et de production thermiques sont très sensibles à l'effet de température du modérateur et engendrent une variation importante du coefficient de multiplication infini K_{INF}, l'interpolation de ces deux isotopes dans les Apollib est donc nécessaire.

Les concentrations N_i et N_j sont données par les équations donnant l'effet de spectre et la conservation du nombre physique d'atomes

$$N_i T_i + N_j T_j = NT \quad , \quad N_i + N_j = N$$

III.2.3. L'eau et le bore -

Dans le domaine thermique, APOLLO calcule les sections efficaces de transferts de l'eau en interpolant linéairement en fonction de la température du modérateur entre deux matrices de thermalisations ; la conservation du taux de réactions, en utilisant les Apollib, conduit à déterminer N_i et N_j à partir de :

$$N_i T_i + N_j T_j = NT$$

Avec $N_i + N_j = N$

Les mêmes équations seront utilisées pour le bore afin de tenir compte de l'effet de spectre sur la section d'absorption thermique.

---

* obtenues à partir des calculs APOLLO à 99 groupes en sortie 100 à deux groupes (coupure thermique à 1.84 eV) pour différentes températures modérateur

. Tests des lois d'interpolation dans les Apollib modérateur -

On procède de la même manière que dans les tests des lois d'interpolations dans les Apollib combustible, sauf que :

- température combustible est fixée à 640°C

- température du modérateur qui prend les valeurs suivantes en °C 280, 304 et 325

Les résultats sont portés dans les tableaux n° 5, 6, 7 et 8 qui correspondent respectivement aux interpolations :

L'^{238}U en fonction de la racine carrée de la densité d'eau, ^{235}U, ^{240}Pu et H_2O en fonction de la température du modérateur.

TABLEAU 5

EFFET D'INTERPOLATION DE L'^{238}U EN
RACINE CARREE DE LA DENSITE D'EAU

Grandeur X	Calcul de référence	Calcul à 8 groupes	$\frac{(X_8-X_{99})^5}{X_{99}}$	Calcul à 5 groupes	$\frac{(X_5-X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}	1.15523	1.15523	0	1.15492	- 27
K_{EFF}	1.	1.	0	0.99539	+ 461
q	0.57231	0.57235	+7	0.57023	- 363
$\overline{\Sigma}_a$ 1	$9.0321\ 10^{-3}$	$9.0309\ 10^{-3}$	-12	$9.0279\ 10^{-3}$	- 47
2	$8.2515\ 10^{-2}$	$8.2520\ 10^{-2}$	+6	$8.2521\ 10^{-2}$	+ 7
$\overline{\nu\Sigma}_f$ 1	$5.4988\ 10^{-3}$	$5.4988\ 10^{-3}$	0	$5.4975\ 10^{-3}$	- 24
2	$1.2009\ 10^{-1}$	$1.2009\ 10^{-1}$	0	$1.2008\ 10^{-1}$	- 8
$\overline{\Sigma}_a \phi$ 1	$3.0692\ 10^{-1}$	$3.0688\ 10^{-1}$	-13	$3.0577\ 10^{-1}$	- 375
2	$5.5871\ 10^{-1}$	$5.5874\ 10^{-1}$	+5	$5.5609\ 10^{-1}$	- 469
$\overline{\nu\Sigma}_f \phi$ 1	$1.8685\ 10^{-1}$	$1.8686\ 10^{-1}$	+5	$1.8620\ 10^{-1}$	- 348
2	$8.1315\ 10^{-1}$	$8.1314\ 10^{-1}$	-1	$8.0919\ 10^{-1}$	- 487
ε	1.22979	1.22980	+1	1.23011	+ 26
ρ	0.64544	0.64548	+6	0.64522	- 34
η	1.62620	1.62606	-9	-	-
f	0.89495	0.89498	+3	-	-

Commentaire -

Cette loi d'interpolation associée aux Apollib à 8 groupes permet de bien calculer l'effet de dilatation de l'eau sur l'isotope 238, elle introduit un léger écart sur la section d'absorption épithermique et par conséquent une erreur sur η et p mais qui reste cependant négligeable pour qu'on puisse l'utiliser dans notre schéma de calcul des contre-réactions. La loi d'interpolation de l'^{238}U en racine carrée de la densité d'eau ne permet pas la conservation du taux de réactions dans le cas des Apollib à 5 groupes. Le test portera par la suite sur les Apollib à 8 groupes uniquement.

TABLEAU 6

EFFET D'INTERPOLATION DE L'^{235}U

EN TEMPERATURE MODERATEUR

Grandeur X		Calcul de référence	Calcul à 8 groupes	$\frac{(X_8-X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}		1.15523	1.16621	- 2
K_{EFF}		1.	0.99999	- 1
q		0.57231	0.57232	+ 2
$\overline{\Sigma}_a$	1	$9.0321\ 10^{-3}$	$9.0320\ 10^{-3}$	- 1
	2	$8.2515\ 10^{-2}$	$8.2510\ 10^{-2}$	- 6
$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	$5.4988\ 10^{-3}$	$5.4985\ 10^{-3}$	- 5
	2	$1.2009\ 10^{-1}$	$1.2008\ 10^{-1}$	- 8
$\overline{\Sigma}_a\ \phi$	1	$3.0692\ 10^{-1}$	$3.0692\ 10^{-1}$	0
	2	$5.5871\ 10^{-1}$	$5.5881\ 10^{-1}$	0
$\overline{\nu\Sigma}_f\ \phi$	1	$1.8685\ 10^{-1}$	$1.8685\ 10^{-1}$	0
	2	$8.1315\ 10^{-1}$	$8.1315\ 10^{-1}$	0
ε		1.22979	1.22979	0
p		0.64544	0.64544	0
η		1.62620	1.62622	+ 1
f		0.89497	0.89496	- 1

TABLEAU 7

EFFET D'INTERPOLATION DU ^{240}Pu

EN TEMPERATURE MODERATEUR

Grandeur X		Calcul de référence	Calcul à 8 groupes	$\frac{(X_8-X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}		1.15523	1.15527	+ 4
K_{EFF}		1.	1.00005	+ 5
q		0.57231	0.57231	0
$\overline{\Sigma}_a$	1	$9.0321\,10^{-3}$	$9.0322\,10^{-3}$	+ 1
	2	$8.2515\,10^{-2}$	$8.2510\,10^{-2}$	- 6
$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	$5.4988\,10^{-3}$	$5.4888\,10^{-3}$	0
	2	$1.2009\,10^{-1}$	$1.2009\,10^{-1}$	0
$\overline{\Sigma}_a\,\phi$	1	$3.0692\,10^{-1}$	$3.0693\,10^{-1}$	+ 3
	2	$5.5871\,10^{-1}$	$5.5871\,10^{-1}$	0
$\overline{\nu\Sigma}_f\,\phi$	1	$1.8685\,10^{-1}$	$1.8686\,10^{-1}$	+ 5
	2	$8.1315\,10^{-1}$	$8.1319\,10^{-1}$	+ 5
ϵ		1.22979	1.22979	0
p		0.64544	0.64543	- 2
η		1.62620	1.62627	+ 4
f		0.89497	0.89498	+ 1

Commentaire -

Les résultats portés dans les tableaux 6 et 7 nous montrent que l'effet de spectre est bien calculé pour les isotopes ^{235}U et le ^{240}Pu, et que l'effet de dilatation était négligeable.

TABLEAU 8

EFFET D'INTERPOLATION DE L'EAU
EN FONCTION DE SA TEMPERATURE

Grandeur X		Calcul de référence	Calcul à 8 groupes	$\frac{(X_8-X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}		1.15523	1.15510	- 11
K_{EFF}		1.	0.99992	- 8
q		0.57231	0.57225	- 11
$\overline{\Sigma}_a$	1	$9.0321\,10^{-3}$	$9.0353\,10^{-3}$	+ 35
	2	$8.2515\,10^{-2}$	$8.2504\,10^{-2}$	- 13
$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	$5.4988\,10^{-3}$	$5.4993\,10^{-3}$	+ 9
	2	$1.2009\,10^{-1}$	$1.2008\,10^{-1}$	- 8
$\overline{\Sigma}_a\ \phi$	1	$3.0629\,10^{-1}$	$3.0700\,10^{-1}$	+ 26
	2	$5.5871\,10^{-1}$	$5.5865\,10^{-1}$	- 11
$\overline{\nu\Sigma}_f\ \phi$	1	$1.8685\,10^{-1}$	$1.8686\,10^{-1}$	+ 5
	2	$8.1315\,10^{-1}$	$8.1306\,10^{-1}$	- 11
ε		1.22979	1.22982	+ 3
p		0.64544	0.64535	- 14
η		1.62620	1.62616	- 2
f		0.89495	0.89502	+ 8

Commentaire -

La loi d'interpolation de l'eau, en fonction de sa température, donne les écarts les plus importants si on la compare aux lois d'interpolations des autres isotopes.

En effet :

La densité de l'eau varie dans le sens inverse de sa température mais pas d'une façon rigoureusement proportionnelle. Ainsi quand on interpole la densité de l'eau en utilisant

la loi linéaire, en fonction de la température, on défavorise l'effet de densité de l'eau ; parmi les quatre facteurs ϵ, η , f et p, l'erreur est plus grande sur ces deux derniers : ce sont les facteurs sensibles à l'effet de dilatation.

On peut toujours essayer d'interpoler l'eau en fonction de sa densité mais ceci défavorisera l'effet de spectre. Finalement on a garder la même loi que celle utilisée dans les calculs APOLLO standards.

III.3. Conclusion -

L'ensemble de ces résultats nous mène à conclure que la création des bibliothèques, avec un nombre de groupes au moinségal à 8, évolutive à variations et l'établissement des lois d'interpolations linéaires, pour les principaux noyaux, dans ces tables permettent de prendre en compte les effets de contre-réactions (CR) et n'introduisent pas des écarts importants par rapport aux calculs standard à 99 groupes.

Résumé des lois d'interpolations linéaires

CR / ISOTOPES	EFFET DOPPLER	EFFET MODERATEUR
^{238}U	$\sqrt{T_c}\ T_c$ en °K	$\sqrt{C}$ C : densité de l'eau
^{235}U	T_c	T_m
^{240}Pu	$\sqrt{T_c}\ T_c$ en °K	T_m
H_2O	T_c	T_m
^{10}B		T_m

CHAPITRE VI

CALCULS DES CONTRE-REACTIONS AVEC LE SCHEMA SIMPLIFIE

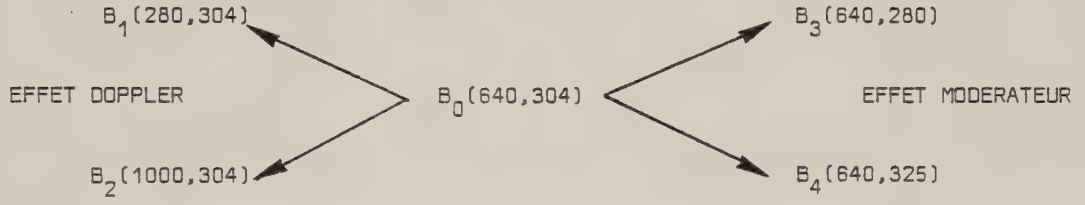
Dans ce chapitre on va comparer les effets de contre-réactions obtenus à partir de :

- calculs standard à 99 groupes
- Apollib à 8 groupes en utilisant les lois d'interpolations établies précédemment.

La cellule test est celle définie au chapitre IV.

I. TEST AVEC 5 APOLLIB CREEES A PARTIR DE FLUX REELS -

On a vu au chapitre III que pour établir une table de 25 Néplib il faut créer au maximum 13 bibliothèques à maillage réduit en pondérant par les flux fins ; on va tester 5 de ces Apollib B_k (T_c, T_m) suivant le schéma



Les effets de contre-réactions seront donnés par rapport aux calculs dans les conditions de températures, combustible et modérateur, moyennes T_c° = 640°C et T_m° = 304°C. Les noyaux estimés peu sensibles à ces effets resteront figés, dans le cas des calculs à 8 groupes, à l'Apollib B_0(640,304).

Dans un PWR les limites de températures sont de l'ordre de :

- 300°C et 1100°C pour le combustible
- 284°C et 325°C pour le modérateur

TABLEAU I-1

EFFET DE TEMPERATURE COMBUSTIBLE EN pcm

A 99 ET 8 GROUPES : $\frac{X(T_c, T_m°) - X(T_c°, T_m°)}{X(T_c°, T_m°)}$

T_c en °C	Grandeur $X(T_c, T_m°)$		99 groupes	8 groupes	(8) - (99)
280	K_{INF}		+ 1144	+ 1117	- 27
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 2463	- 2441	+ 22
		2	- 55	- 48	+ 7
	$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	+ 213	+ 189	- 24
		2	+ 117	+ 108	- 9
	ϕ	1	- 600	- 592	+ 8
		2	- 24	- 49	- 25
400	K_{INF}		+ 726	+ 712	- 14
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 1567	- 1550	+ 17
		2	- 29	- 28	+ 1
	$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	+ 136	+ 124	- 12
		2	+ 75	+ 75	0
	ϕ	1	- 383	- 386	- 3
		2	- 21	- 32	- 11
800	K_{INF}		- 388	- 423	- 35
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 835	+ 916	+ 81
		2	+ 10	+ 11	+ 1
	$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	- 73	- 76	- 3
		2	- 50	- 50	0
	ϕ	1	+ 209	+ 206	- 3
		2	+ 21	- 19	- 40
1000	K_{INF}		- 893	- 908	- 15
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 1941	+ 1978	+ 37
		2	+ 15	+ 21	+ 6
	$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	- 171	- 165	+ 6
		2	- 116	- 108	+ 8
	ϕ	1	+ 486	+ 480	- 6
		2	+ 43	+ 24	- 19

TABLEAU I-2

EFFET MODERATEUR A 99 ET 8 GROUPES :

$$\frac{X(T_c°,T_m) - X(T_c°,T_m°)}{X(T_c°,T_m°)} \quad 10^5$$

T_m en °C	Grandeur $X(T_c°,T_m)$		99 groupes	8 groupes	(8) - (99)
260	K_{INF}		+ 1038	+ 1036	- 2
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 1474	+ 1409	- 65
		2	+ 3368	+ 3396	- 28
	$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	+ 1278	+ 1264	- 14
		2	+ 2631	+ 2623	- 8
280	K_{INF}		+ 652	+ 645	- 7
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 887	+ 862	- 25
		2	+ 1922	+ 1933	+ 11
	$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	+ 773	+ 762	- 11
		2	+ 1507	+ 1491	- 16
310	K_{INF}		- 212	- 207	+ 5
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 270	- 267	+ 3
		2	- 534	- 531	+ 3
	$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	- 236	- 231	+ 5
		2	- 416	- 416	0
325	K_{INF}		- 880	- 856	+ 24
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 1071	- 1074	- 3
		2	- 2027	- 1990	+ 37
	$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	- 944	- 922	+ 22
		2	- 1615	- 1566	+ 49
340	K_{INF}		- 1922	- 1856	+ 66
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 2214	- 2248	- 34
		2	- 3963	- 3817	+ 146
	$\overline{\nu\Sigma}_f$	1	- 1966	- 1917	+ 49
		2	- 3214	- 3023	+ 191

TABLEAU I-3

EFFET MODERATEUR SUR LE FLUX INTEGRE

ET TAUX DE REACTIONS EN pcm

T_m en °C	Grandeur $X(T_c°, T_m)$		99 groupes	8 groupes	(8) - (99)
260	ϕ	1	- 8749	- 8752	- 3
		2	- 864	- 867	- 3
	$\overline{\Sigma}_a\phi$	1	- 7406	- 7467	- 61
		2	+ 2477	+ 2501	+ 24
	$\overline{\nu\Sigma}_f\phi$	1	- 7578	- 7600	- 22
		2	+ 1743	+ 1737	- 6
280	ϕ	1	- 5359	- 5359	0
		2	- 436	- 434	+ 2
	$\overline{\Sigma}_a\phi$	1	- 4519	- 4544	- 25
		2	+ 1480	+ 1489	+ 9
	$\overline{\nu\Sigma}_f\phi$	1	- 4624	- 4640	- 16
		2	+ 1064	+ 1054	- 10
310	ϕ	1	+ 1677	+ 1677	0
			+ 90	+ 89	- 1
	$\overline{\Sigma}_a\phi$	1	+ 1404	+ 1407	+ 3
		2	- 442	- 442	0
	$\overline{\nu\Sigma}_f\phi$	1	+ 1440	+ 1455	+ 5
		2	- 330	- 325	+ 5
325	ϕ	1	+ 6827	+ 6827	0
		2	+ 284	+ 250	- 34
	$\overline{\Sigma}_a\phi$	1	+ 5686	+ 5678	- 8
		2	- 1747	- 1745	+ 2
	$\overline{\nu\Sigma}_f\phi$	1	+ 5823	+ 5839	+ 16
		2	- 1337	- 1314	+ 23
340	ϕ	1	+ 14596	+ 14582	- 14
		2	+ 390	+ 263	- 127
	$\overline{\Sigma}_a\phi$	1	+ 12059	+ 12004	- 55
		2	- 3587	- 3564	+ 23
	$\overline{\nu\Sigma}_f\phi$	1	+ 12341	+ 12384	+ 43
		2	- 2835	- 2766	+ 69

Commentaire -

Pour l'effet de température combustible, la dérive sur la réactivité est de 21 pcm et elle correspond à un intervalle de 2037 pcm ce qui conduit à une erreur de 1 % ; les écarts entre les effets (calculés à 99 groupes et à 8 groupes) sur les sections efficaces moyennes sont très faibles.

On a calculé l'effet modérateur, pour des températures qui sortent des limites éventuelles dans un PWR, en extrapolant les noyaux sensibles dans les Appolib modérateurs ; ce qui a conduit à :

- une dérive sur la réactivité de 73 pcm portant sur un intervalle de 2960 pcm d'où une erreur de 2,4 %

- une erreur, entre effets calculés à 99 et 8 groupes sur les sections efficaces moyennes, de l'ordre de 6 %.

L'effet modérateur sur les taux de réactions reste très comparable entre les calculs standard à 99 groupes et les calculs à 8 groupes grâce à une compensation d'erreurs introduite sur les flux intégrés et les sections efficaces moyennes.

Les résultats de ce test sont satisfaisants malgré que l'Appolib B_o (640,304) a servi uniquement pour les noyaux non interpolés ; on peut conclure que le nombre de calculs de spectres nécessaire à l'établissement des 25 Neplib, à un taux d'irradiation donné, peut être encore réduit. Certaines Neplib sont obtenues en interpolant dans des intervalles de températures plus grands suivant le schéma ci-dessous :

T_m(°C) / T_c(°C)	$T_{m,1}$	$T_{m,2}$	T°_m	$T_{m,3}$	$T_{m,4}$
$T_{c,1}$	×	•	•	•	×
$T_{c,2}$	•	×	⊙	×	•
T°_c	•	⊙	×	⊙	•
$T_{c,3}$	•	×	⊙	×	•
$T_{c,4}$	×	•	•	•	×

× lot de sections efficaces à deux groupes dont les températures correspondent à celles des bibliothèques à 8 groupes créées en pondérant par les flux réels

⊙ Neplib obtenues en interpolant les noyaux sensibles aux effets de contre-réactions dans deux bibliothèques à 8 groupes voisines

• Neplib obtenues en interpolant dans deux Apollib extrêmes.

L'utilisation de ce schéma de calcul, des contre-réactions, nous permet d'obtenir une réduction de 64 % sur le nombre de calculs APOLLO standard à 99 groupes.

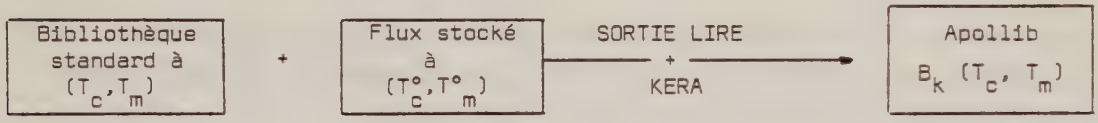
II . TEST SUR DES APOLLIB CREEES A PARTIR D'UN SEUL CALCUL DE SPECTRE

Dans ce test, on va essayer de voir s'il est possible d'établir les bibliothèques à 8 groupes à partir d'un seul calcul de spectre, dans les conditions nomimales, à chaque taux de combustion.

Les Apollib seront calculées de la façon suivante :

- Faire le calcul de transport à 99 groupes dans les conditions de températures, à peu près, nominales T_c° = 640°C et T_m° = 304°C puis stocker ce flux réel sur un fichier * .

- Créer les Apollib B_k (T_c, T_m) en pondérant les sections efficaces microscopiques à 99 groupes, relatives au couple de températures (T_c, T_m) par le flux ** stocké dans les conditions nominales



II.1. Test préliminaire

On va tout d'abord vérifier si l'effet de condensation et d'homogénéisation est nul ; pour cela on va prendre tous les noyaux dans une Apollib B_k (T_c,T_m) différente de la nominale et comparer ce calcul avec le calcul APOLLO exact.

II.1.1. Résultat à partir d'une Apollib combustible : B (280, 304)

Tableau II.1

COMPARAISON CALCUL STANDARD A 99 GROUPES ET CALCUL A 8 GROUPES POUR T_c = 280°C ET T_m = 304°C

Grandeur X		99 Groupes	8 Groupes	$\frac{(X_8 - X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}		1.16845	1.17036	+ 163
K_{EFF}		1.	1.00148	+ 148
q		0.57263	0.57371	+ 189
ϵ		1.22870	1.22842	- 23
p		0.65231	0.65365	+ 205
η		1.62941	1.62912	- 18
f		0.89471	0.89469	- 2
$\bar{\Sigma}a$	1	8.8096^{-3}	8.7668^{-3}	- 486
	2	8.2470^{-2}	8.2441^{-2}	- 35
$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	5.5105^{-3}	5.5085^{-3}	- 36
	2	1.2023^{-1}	1.2016^{-1}	- 58
Φ	1	3.3777^{+1}	3.3806^{+1}	+ 86
	2	6.7694	6.7846	+ 225

* Disque ou bande magnétique

** Le code Apollo permet de rappeler le flux stocké grâce au module SORTIE LIRE

Le calcul à huit groupes sous-estime la section efficace moyenne épithermique d'environ - 486 pcm ce qui engendre un écart sur le facteur antitrappe de 205 pcm dont la contribution à l'erreur sur le coefficient de multiplication infini est d'environ 126 %. En effet, aux niveaux des résonances les sections efficaces sont moyennées sur un flux moins déprimé que le flux exact à T_c = 280°C.

II.1.2. *Résultat à partir d'une Apollib modérateur : B (640, 280)*

Tableau II.2

COMPARAISON CALCUL STANDARD A 99 GROUPES ET CALCUL A 8 GROUPES POUR T_c = 640°C ET T_m = 280°C

Grandeur X		99 Groupes	8 Groupes	$\frac{(X_8 - X_{99})^5}{X_{99}}$
K_{INF}		1.16276	1.16277	+ 0.9
K_{EFF}		1.	1.	0.0
q		0.58102	0.58106	+ 7
ε		1.21686	1.21653	- 27
p		0.65925	0.65925	0
η		1.63156	1.63135	- 13
f		0.88838	0.88875	+ 42
$\bar{\Sigma}_a$	1	9.1123^{-3}	9.1085^{-3}	- 31
	2	8.4101^{-3}	8.3679^{-2}	- 502
$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	5.5413^{-3}	5.5328^{-3}	- 153
	2	1.2190^{-2}	1.2132^{-1}	- 476
Φ	1	3.2160^{+1}	3.2170^{+1}	+ 31
	2	6.7416	6.7754	+ 501

L'erreur sur la densité de ralentissement à la coupure est très faible et on ne note pas d'écart sur la probabilité antitrappe ; l'effet modérateur est bien tenu en compte dans le domaine épithermique. En effet, à ce niveau d'énergie on a surtout un effet de densité du modérateur sur l'autoprotection des résonances de l'isotope 238.

Les plus grands écarts sont observés dans le domaine thermique car le flux à T_m=304°C est plus dur que celui à T_m = 280°C ce qui entraîne une sous-estimation des sections efficaces moyennes.

Conclusion -

Aux écarts mentionnés dans les tableaux II.1 et II.2 il va falloir ajouter :

- ceux dus aux lois d'interpolations

- les écarts apportés par les noyaux dont les constantes neutroniques seront figées à des températures modérateur et combustible bien déterminées.

Ce schéma basé sur un seul calcul de spectre sera donc abandonné.

CHAPITRE VII

UTILISATION D'UNE HYPOTHÈSE DE FACTORISATION DU FLUX DANS L'ÉTABLISSEMENT DES APPOLIB

Dans ce chapitre on va reprendre l'idée de faire un seul calcul de spectre à chaque taux d'irradiation mais en remédiant au problème rencontré au chapitre VI par l'une des hypothèses de factorisation du flux suivantes :

Première hypothèse : Conservation du rapport du flux entre deux taux d'irradiation

Les effets de contre-réactions sur les sections efficaces microscopiques et par conséquent sur le flux sont à peu près de mêmes ordres de grandeurs quel que soit le taux de combustion ; comme les écarts absolus n'ont généralement pas le même signe, ce sont donc les effets relatifs qui ont le plus de signification : on a une factorisation d'effets et non une additivité.

Au lieu de $\Phi^{pg}_{i\tau} - \Phi^{g}_{i\tau} \simeq \Phi^{pg}_{io} - \Phi^{g}_{io}$ on utilise $\dfrac{\Phi^{pg}_{i\tau}}{\Phi^{g}_{i\tau}} \simeq \dfrac{\Phi^{pg}_{io}}{\Phi^{g}_{io}}$

en notant :

- i : zone de la cellule ou de l'assemblage
- g : numéro du groupe de 1 à 99
- p : paramètre températures (modérateur (T_m), combustible (T_c))
- Φ^{pg}_{io} : flux ig, en début de vie, valeur p du paramètre
- $\Phi^{pg}_{i\tau}$: flux ig, pour l'irradiation τ, valeur p du paramètre
- Φ^{g}_{io} : flux ig, en début de vie, conditions nominales
- $\Phi^{g}_{i\tau}$: flux ig, pour l'irradiation τ, conditions nominales

Connaissant les flux Φ^{pg}_{io}, Φ^{g}_{io} et $\Phi^{g}_{i\tau}$ on reconstitue les flux $\Phi^{pg}_{i\tau}$

Deuxième hypothèse : Conservation de la forme spatiale du flux

Pour un groupe, en énergie, donné, la forme spatiale du flux peut être supposée toujours la même, quelle que soit la température du milieu et le taux de combustion

$$\frac{\Phi^{pg}_{i\tau}}{\Phi^{pg}_{io}} \simeq \frac{\overline{\Phi}^{pg}_{\tau}}{\overline{\Phi}^{pg}_{o}} \quad \text{et} \quad \frac{\overline{\Phi}^{pg}_{\tau}}{\overline{\Phi}^{pg}_{o}} \simeq \frac{\overline{\Phi}^{g}_{\tau}}{\overline{\Phi}^{g}_{o}}$$

D'où :

$$\Phi^{pg}_{i\tau} \simeq \Phi^{pg}_{io} \frac{\overline{\Phi}^{g}_{\tau}}{\overline{\Phi}^{g}_{o}}$$

Troisième hypothèse : Conservation du rapport des formes spatiales

C'est le rapport, membre à membre, de deux équations donnant la conservation de la forme spatiale du flux

$$\frac{\Phi^{pg}_{i\tau}}{\overline{\Phi}^{pg}_{\tau}} \simeq \frac{\Phi^{pg}_{io}}{\overline{\Phi}^{pg}_{o}} \quad \text{et} \quad \frac{\Phi^{g}_{i\tau}}{\overline{\Phi}^{g}_{\tau}} \simeq \frac{\Phi^{g}_{io}}{\overline{\Phi}^{g}_{o}}$$

$$\frac{\Phi^{pg}_{i\tau}}{\overline{\Phi}^{pg}_{\tau}} \times \frac{\overline{\Phi}^{g}_{\tau}}{\Phi^{g}_{i\tau}} \simeq \frac{\Phi^{pg}_{io}}{\overline{\Phi}^{pg}_{o}} \times \frac{\overline{\Phi}^{g}_{o}}{\Phi^{g}_{io}}$$

$$\Phi^{pg}_{it} \simeq \Phi^{g}_{io} \times \frac{\Phi^{g}_{i\tau}}{\Phi^{g}_{io}} \times \frac{\overline{\Phi}^{pg}_{\tau}}{\overline{\Phi}^{pg}_{o}} \times \frac{\overline{\Phi}^{g}_{o}}{\overline{\Phi}^{g}_{\tau}}$$

$$\frac{\overline{\Phi}^{pg}_{\tau}}{\overline{\Phi}^{pg}_{o}} \simeq \frac{\overline{\Phi}^{g}_{\tau}}{\overline{\Phi}^{g}_{o}} \qquad \text{d'où} \qquad \Phi^{pg}_{i\tau} \simeq \Phi^{pg}_{io} \times \frac{\Phi^{g}_{i\tau}}{\Phi^{g}_{io}}$$

On retrouve la première hypothèse.

I. TEST PRELIMINAIRE SUR LES DEUX HYPOTHESES

A partir des flux Φ^{pg}_{io} et des flux dans les conditions nominales, on a reconstitué les flux $\Phi^{pg}_{i\tau}$ pour deux taux d'irradiations différents : 8000 MWJ/T et 20000 MWJ/T en utilisant l'une des hypothèses mentionnées plus haut ; le test est fait sur la même cellule que précédemment.

La comparaison avec le flux réel est faite pour les groupes d'énergie entourant les résonances de l'^{238}U et le ^{240}Pu.

I.1. Cellule à 8000 MWJ/T

Tableau I

COMPARAISON : FLUX REEL - FLUX RECONSTITUE

T_c en °C T_m en °C	Energie en eV	$\Phi^{pg}_{i\tau}$ réel	1ère hypothèse		2ème hypothèse	
			$\Phi^{pg}_{i\tau}$ calculé	écart relatif en pcm	$\Phi^{pg}_{i\tau}$ calculé	écart relatif en pcm
1000 304	7.524	4.7459^{-1}	4.7423^{-1}	- 76	4.7363^{-1}	- 202
	6.1601	2.3892^{-1}	2.3869^{-1}	- 96	2.3720^{-1}	- 720
	1.07	3.0498^{-1}	3.0451^{-1}	- 154	3.6199^{-1}	+ 18693
	1.035	2.9943^{-1}	2.8854^{-1}	- 3637	3.5159^{-1}	+ 17420
640 325	7.524	5.0206^{-1}	5.0086^{-1}	- 239	-	-
	6.1601	2.5815^{-1}	2.5728^{-1}	- 337	-	-
	1.07	3.1610^{-1}	3.1953^{-1}	+ 1085	-	-
	1.035	2.9890^{-1}	3.0268^{-1}	+ 1264	-	-

L'hypothèse de conservation du rapport du flux, entre deux taux de combustions, donne des écarts sur le flux plus faibles que l'hypothèse de conservation de la forme spatiale du flux.

La première hypothèse donne des valeurs de flux assez correctes autour de la résonance de l'^{238}U, tandis que les écarts restent grands autour de celle du ^{240}Pu.

En effet :

Les spectres Φ^{pg}_{io} ne sont pas affectés par les isotopes plutonium et la reconstitution des flux $\Phi^{pg}_{i\tau}$ à partir du flux dans les conditions nominales ne permet pas de tenir compte, d'une façon rigoureuse, de l'effet du ^{240}Pu sur le calcul du flux lorsque la température du milieu varie.

I.2. *Cellule à 20000 MWJ/T*

On a testé la première hypothèse seulement, car c'est elle qui est susceptible de donner de bons résultats.

Tableau 2

COMPARAISON : FLUX REEL - FLUX RECONSTITUE

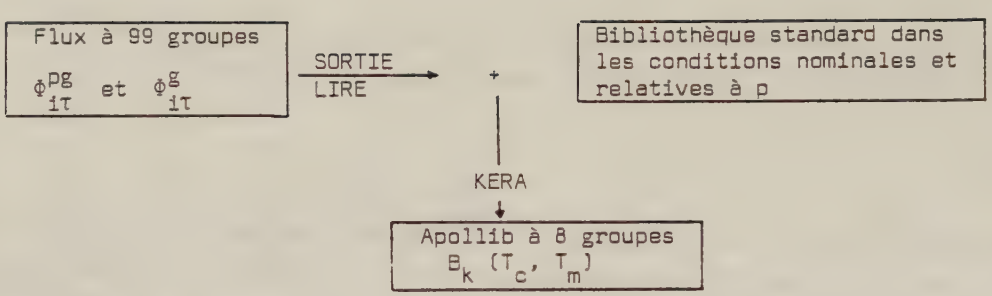
T_c en °C T_m en °C	Energie en eV	$\Phi^{pg}_{i\tau}$ réel	$\Phi^{pg}_{i\tau}$ calculé	Ecart relatif en pcm
1000 304	7.524	5.0988^{-1}	5.0895^{-1}	- 182
	6.1601	2.5713^{-1}	2.5659^{-1}	- 210
	1.07	1.7218^{-1}	1.7186^{-1}	- 186
	1.035	1.6504^{-1}	1.5439^{-1}	- 6453
640 280	7.524	4.8377^{-1}	4.8556^{-1}	+ 370
	6.1601	2.5514^{-1}	2.5612^{-1}	+ 384
	1.07	1.6694^{-1}	1.6450^{-1}	- 1462
	1.035	1.5008^{-1}	1.4766^{-1}	- 1612

Les écarts à 20000 MWJ/T sont plus accentués qu'à 8000 MWJ/T, à cause de l'influence croissante du plutonium avec le taux de combustion.

II. APPLICATION DE L'HYPOTHESE DE CONSERVATION DU RAPPORT DU FLUX

II.1. *Procédure entre début de vie et un taux de combustion quelconque*

On va calculer les effets de contre-réactions, à 8000 MWJ/T et 20000 MWJ/T, en utilisant le schéma des cinq Apollib à 8 groupes ; ces dernières étant déterminées comme suit :



$\Phi^{pg}_{i\tau}$: flux reconstitué à partir de :

- cinq calculs de spectres en début de vie Φ^{pg}_{io} et Φ^{g}_{io}
- un calcul de spectre à l'irradiation τ dans les conditions nominales : $\Phi^{g}_{i\tau}$

Les tableaux qui vont suivre portent à la fois l'effet à 8000 MWJ/T et à 20000 MWJ/T ainsi que les écarts, notés (8) - (99) entre l'effet calculé à partir des Apollib à 8 groupes et celui des calculs standard à 99 groupes.

Tableau 3

EFFET DE LA TEMPERATURE DU COMBUSTIBLE $\dfrac{X(T_c, T°_m) - X(T°_c, T°_m)}{X(T°_c, T°_m)} \cdot 10^5$ ET ECART (8)-(99)

T_c en °C	Grandeur $X(T_c, T°_m)$		Cellule à 8000 MWJ/T		Cellule à 20000 MWJ/T	
			Effet (99)	Ecart (8)-(99)	Effet (99)	Ecart (8)-(99)
280	K_{INF}		+ 1144	- 31	+ 1242	+ 33
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 2463	+ 32	- 2524	+ 32
		2	- 55	+ 10	- 335	+ 6
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 213	- 15	+ 206	- 31
		2	+ 117	- 9	- 49	+ 73
400	K_{INF}		+ 726	- 17	+ 792	+ 19
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 1567	+ 18	- 1605	+ 16
		2	- 29	+ 4	- 218	+ 10
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 136	- 6	+ 130	- 17
		2	+ 75	0	- 24	+ 40
800	K_{INF}		- 388	- 33	- 434	- 46
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 834	+ 78	+ 856	+ 83
		2	+ 10	+ 1	+ 138	- 18
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 73	- 5	- 71	+ 2
		2	- 50	0	+ 24	- 32
1000	K_{INF}		- 893	- 11	- 997	- 33
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 1940	+ 28	+ 1980	+ 43
		2	+ 15	+ 4	+ 303	- 47
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 171	0	- 165	+ 15
		2	- 116	+ 8	+ 49	- 82

Tableau 4

EFFET DE LA TEMPERATURE DU COMBUSTIBLE
SUR LES TAUX DE REACTIONS EN pcm ET ECART (8) - (99)

T_c en °C	Grandeur $X(T_c,T_m^\circ)$		Cellule à 8000 MWJ/T		Cellule à 20000 MWJ/T	
			Effet (99)	Ecart (8)-(99)	Effet (99)	Ecart (8)-(99)
280	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	- 3050	+ 29	- 3200	+ 30
		2	- 77	- 21	- 178	- 21
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	- 385	- 27	- 487	- 32
		2	+ 90	- 40	+ 110	+ 43
400	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	- 1945	+ 16	- 2030	+ 12
		2	- 48	- 13	- 129	- 12
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	- 246	- 16	- 335	- 21
		2	+ 58	- 22	+ 94	+ 23
800	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	+ 1046	+ 75	+ 1108	+ 79
		2	+ 30	- 37	+ 77	- 35
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	+ 139	- 11	+ 184	- 5
		2	- 31	- 35	- 42	- 51
1000	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	- 2434	+ 36	+ 2583	+ 36
		2	+ 59	- 11	+ 166	- 12
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	+ 316	+ 5	+ 417	+ 16
		2	- 71	- 10	- 94	- 42

Tableau 5

EFFET DE LA TEMPERATURE DU COMBUSTIBLE SUR ε, p, η ET f A 20000 MWJ/T $\quad \dfrac{X(T_c,T_m^\circ) - X(T_c^\circ,T_m^\circ)}{X(T_c^\circ,T_m^\circ)} \cdot 10^5$

T_c en °C	Grandeur $X(T_c,T_m^\circ)$	99 Calcul exact	8 Groupes	(8) - (99)
280	ε	- 110	- 124	- 14
	p	+ 1063	+ 1044	- 19
	η	+ 346	+ 500	+154
	f	- 58	- 159	-101
400	ε	- 71	- 79	- 8
	p	+ 674	+ 666	- 8
	η	+ 227	+ 247	+ 20
	f	- 38	- 23	+ 15
800	ε	+ 42	+ 50	+ 8
	p	- 356	- 396	- 40
	η	- 144	- 143	+ 1
	f	+ 26	+ 8	- 18
1000	ε	+ 95	+ 105	+ 10
	p	- 831	- 847	- 16
	η	- 318	- 308	+ 10
	f	+ 56	+ 25	- 31

Commentaire sur l'effet de la température du combustible -

A 8000 MWJ/T, la reconstitution des flux, à partir des flux réels calculés en début de vie, n'introduit pas des erreurs notables. En effet, les écarts portés dans le tableau 3 et ceux du tableau I.1 du chapitre VI sont de mêmes ordres de grandeurs ; ils sont donc dus essentiellement aux lois d'interpolations et aux noyaux figés à l'Apollib nominale.

Par contre, à 20000 MWJ/T, la dérive sur la réactivité est plus accentuée. Ceci est peut-être dû à un isotope sensible à l'effet de la température du combustible et dont la concentration à 20000 MWJ/T est importante pour qu'en le figeant aux conditions nominales cela change complètement le signe de l'effet combustible sur la section de production thermique d'où un écart important sur les facteurs η et f.

Tableau 6

EFFET MODERATEUR : $\frac{X(T°_c,T_m)-X(T°_c,T°_m)}{X(T°_c,T°_m)} .10^5$ ET ECARTS (99)-(8)

T_m en °C	Grandeur $X(T°_c,T_m)$		Cellule à 8000 MWJ/T		Cellule à 20000 MWJ/T	
			99 Calcul exact	(8) - (99)	99 Calcul exact	(8) - (99)
260	K_{INF}		+ 1038	+ 38	+ 1152	+ 42
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 1474	- 49	+ 1446	- 48
		2	+ 3368	- 68	+ 2443	- 241
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 1278	+ 13	+ 1339	- 8
		2	+ 2631	- 49	+ 1910	- 212
280	K_{INF}		+ 652	+ 16	+ 727	+ 23
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 887	- 16	+ 869	- 15
		2	+ 1922	- 41	+ 1404	- 140
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 773	+ 4	+ 809	- 8
		2	+ 1507	- 33	+ 1118	- 122
310	K_{INF}		- 212	- 1	- 238	- 5
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 270	0	- 264	- 1
		2	- 534	+ 18	- 397	+ 46
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 236	0	- 248	+ 6
		2	- 416	+ 8	- 326	+ 40
325	K_{INF}		- 880	+ 3	- 990	- 15
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 1071	- 13	- 1049	- 14
		2	- 2028	+ 86	- 1522	+ 190
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 944	+ 6	- 987	+ 19
		2	- 1615	+ 74	- 1289	+ 163
340	K_{INF}		- 1921	+ 27	- 2162	- 20
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 2214	- 53	- 2166	- 59
		2	- 3963	+ 233	- 3024	+ 439
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 1966	+ 22	- 2055	+ 44
		2	- 3214	+ 232	- 2652	+ 375

Tableau 7

EFFET MODERATEUR A 99 GROUPES SUR LES TAUX DE REACTIONS ET ECARTS (8)-(99)

T_m en °C	Grandeur $X(T°_c, T_m)$		Cellule à 8000 MWJ/T		Cellule à 20000 MWJ/T	
			99 Calcul exact	(8) - (99)	99 Calcul exact	(8) - (99)
260	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	- 7406	- 60	- 7527	- 68
		2	+ 2477	+ 20	+ 2261	+ 48
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	- 7578	- 6	- 7623	- 33
		2	+ 1743	+ 36	+ 1728	+ 53
280	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	- 4519	- 25	- 4603	- 28
		2	+ 1480	+ 9	+ 1343	+ 14
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	- 4624	- 5	- 4658	- 22
		2	+ 1064	+ 14	+ 1056	+ 31
310	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	+ 1404	0	+ 1432	+ 6
		2	- 442	0	- 399	- 1
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	+ 1440	0	+ 1455	+ 6
		2	- 330	- 2	- 330	- 7
325	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	+ 5686	- 11	+ 5818	- 1
		2	- 1747	+ 5	- 1565	- 1
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	+ 5823	+ 10	+ 5886	+ 33
		2	- 1337	0	- 1333	- 30
340	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	+12059	- 61	+12366	- 30
		2	- 3587	+ 27	- 3198	+ 17
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	+12341	+ 27	+12498	+ 92
		2	- 2835	+ 25	- 2834	+ 40

Conclusion -

Dans le domaine épithermique, les écarts sont de même ordre de grandeur entre 8000 MWJ/T et 20000 MWJ/T ; leur origine n'est pas due, en premier lieu, à la procédure de conservation du rapport du flux.

En effet,

La concentration de l'isotope l'^{238}U diminue lentement et l'effet de densité sur l'autoprotection est bien pris en compte dans APOLLO.

Par contre, les écarts entre effets (8) - (99), sur les sections efficaces moyennes thermiques, sont plus accentués et augmentent encore avec le taux de combustion ; la procédure de conservation du rapport du flux sous-estime ces effets pour une température modérateur inférieure à 304°C et les surestime dans le cas inverse.

Grâce à une compensation entre les sections efficaces moyennes et les flux intégrés, l'effet modérateur sur les taux de réactions reste comparable entre les calculs à 99 et 8 groupes.

II.2. *Procédure entre 8000 MWJ/T et 20000 MWJ/T*

On estime que pour la cellule à 20000 MWJ/T on peut améliorer partiellement les résultats en appliquant l'hypothèse de conservation du rapport du flux entre ce taux de combustion et un état physique avec une quantité suffisante de plutonium (8000 MWJ/T).

Tableau 8

EFFET MODERATEUR A 99 ET 8 GROUPES

$$\frac{X(T^\circ_c, T_m) - X(T^\circ_c, T^\circ_m)}{X(T^\circ_c, T^\circ_m)} .10^5$$ ET ECARTS (8)-(99)

T_m en °C	Grandeur $X(T^\circ_c, T_m)$		99 Groupes 20000 MWJ/T	8 Groupes 20000 MWJ/T	(8) - (99)
260	K_{INF}		+ 1152	+ 1126	- 26
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 1446	+ 1382	- 64
		2	+ 2443	+ 2316	- 127
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 1339	+ 1300	- 39
		2	+ 1910	+ 1730	- 180
280	K_{INF}		- 727	+ 711	- 16
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 869	+ 845	- 24
		2	+ 1404	+ 1327	- 77
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 809	+ 784	- 25
		2	+ 1118	+ 1012	- 106
310	K_{INF}		- 238	- 233	+ 5
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 264	- 261	+ 3
		2	- 397	- 369	+ 28
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 248	- 240	+ 8
		2	- 326	- 294	+ 32
325	K_{INF}		- 990	- 970	+ 20
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 1049	- 1052	- 3
		2	- 1522	- 1393	+ 129
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 987	- 953	+ 34
		2	- 1289	- 1143	+ 146
340	K_{INF}		- 2162	- 2120	+ 42
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 2166	- 2204	- 38
		2	- 3024	- 2696	+ 328
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 2055	- 1984	+ 71
		2	- 2652	- 2310	+ 342

Tableau 9

EFFET DE LA TEMPERATURE DU COMBUSTIBLE A 99 ET 8 GROUPES $\frac{X(T_c,T^\circ_m)-X(T^\circ_c,T^\circ_m)}{X(T^\circ_c,T^\circ_m)}.10^5$ ET ECARTS (8)-(99)

T_c en °C	Grandeur $X(T_c,T^\circ_m)$		99 Groupes 20000 MWJ/T	8 Groupes 20000 MWJ/T	(8) - (99)
280	K_{INF}		+ 1242	+ 1267	+ 25
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 2524	- 2496	+ 28
		2	- 335	- 316	+ 19
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 206	+ 167	- 39
		2	- 49	+ 33	+ 82
400	K_{INF}		+ 792	+ 806	+ 14
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 1605	- 1591	+ 14
		2	- 218	- 199	+ 19
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 130	+ 108	- 22
		2	- 24	+ 24	+ 48
800	K_{INF}		- 434	- 477	- 43
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 856	- 940	+ 84
		2	+ 138	+ 117	- 21
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 71	- 67	+ 4
		2	+ 24	- 8	- 32
1000	K_{INF}		- 997	- 1023	- 26
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 1980	+ 2027	+ 47
		2	+ 303	+ 247	- 56
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 165	- 144	+ 21
		2	+ 49	- 33	- 82

Conclusion -

Pour l'effet de la température du combustible, la comparaison des tableaux 3 et 9 prouve que l'hypothèse de conservation du rapport du flux entre deux taux de combustions différents n'est pas la principale origine des écarts notés entre les calculs à 99 et 8 groupes.

La comparaison des tableaux 6 et 8 nous montre qu'on a :

- pratiquement la même dérive sur la réactivité (autour de 60 pcm), son origine est sans doute liée à un isotope figé à l'Apollib nominale : le ^{239}Pu

- une correction de 100 pcm environ sur les sections efficaces d'absorption et de production thermiques.

On a cherché à déterminer l'erreur introduite par l'hypothèse de conservation du rapport du flux et l'effet de spectre sur l'isotope 239 en faisant le test suivant :

1. Calculer l'effet modérateur à partir des Apollib créées à 20000 MWJ/T B_o(640,304) B_3(640,280) et B_4(640,325)

2. Tenir compte de l'effet de spectre sur le ^{239}Pu en l'interpolant linéairement en fonction de la température du modérateur ; ce calcul sera noté 8I.

Tableau 10

EFFET MODERATEUR A 99 GROUPES $\frac{X(T_c^\circ,T_m) - X(T_c^\circ,T_m^\circ)}{X(T_c^\circ,T_m^\circ)}.10^5$ ET ECARTS (8) - (99)

T_m en °C	Grandeur $X(T_c^\circ,T_m)$		99 Groupes 20000 MWJ/T	(8) - (99)	(8I) - (99)
260	K_{INF}		+ 1152	- 73	+ 12
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 1446	- 80	- 69
		2	+ 2443	- 50	+ 13
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 1339	- 54	- 4
		2	+ 1910	- 163	0
280	K_{INF}		+ 727	- 42	+ 3
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 869	- 33	- 27
		2	+ 1404	- 33	- 2
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 809	- 33	- 6
		2	+ 1118	- 98	- 8
310	K_{INF}		- 238	+ 12	- 1
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 264	+ 5	+ 4
		2	- 397	+ 17	+ 10
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 248	+ 12	+ 4
		2	- 326	+ 32	+ 8
325	K_{INF}		- 990	+ 44	+ 8
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 1049	+ 6	0
		2	- 1522	+ 87	+ 64
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 987	+ 44	+ 19
		2	- 1289	+ 130	+ 73
340	K_{INF}		- 2162	+ 84	+ 26
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 2166	- 21	- 28
		2	- 3024	+ 252	+ 216
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 2055	+ 88	+ 44
		2	- 2652	+ 318	+ 211

Tableau 11

ECART EN PCM ENTRE LES CALCULS A 8 ET 99 GROUPES SUR LES FACTEURS η ET f $\frac{(8) - (99)}{(99)}$

$T°_c$ en °C	640				
T_m en °C	280	304	310	325	340
η	- 54	+ 3	+ 18	+ 54	-
η (I)	- 10	+ 2	+ 5	+ 13	-
f	+ 2	+ 4	+ 1	- 0.4	-
f (I)	+ 5	+ 2	0	- 4	-

A 260°C et 340°C la densité N_i, à prendre sur l'une des Apollib à 8 groupes, est négative et le code APOLLO ne donne pas (dans les sorties) les sections efficaces correspondantes ainsi que les taux de réactions.

Commentaire -

Les Apollib à 20000 MWJ/T permettent de prendre en compte l'effet de spectre sur l'isotope plutonium 240, d'où la nette diminution des écarts, entre effet à 99 groupes et effet à 8 groupes, sur les sections efficaces d'absorptions thermiques. Par contre, la dérive sur la réactivité a augmenté par rapport aux tests précédents.

En effet,

Comme le montre le calcul 8I, on a un effet de spectre considérable sur la section efficace de production thermique du ^{239}Pu ; le fait de figer ce dernier à l'Apollib nominale conduit à un écart important sur cette section efficace, écart qui, dans ce test, n'est plus compensé par la mauvaise prise en compte de l'effet de spectre sur le ^{240}Pu d'où une erreur sur le paramètre η(tableau 11) et par conséquent une dérive sur la réactivité dépassant 100 pcm.

Conclusion -

A un taux de combustion élevé et à partir des Apollib à 8 groupes un calcul correct de l'effet modérateur, à la fois sur la réactivité et les sections d'absorption et de production thermiques nécessite :

- le calcul de l'effet de spectre sur le ^{239}Pu en l'interpolant dans les Apollib modérateur suivant la même loi que l'eau
- la prise en compte de l'effet de la température du modérateur sur le ^{240}Pu en l'interpolant dans des Apollib créées soit à partir des flux réels à ce taux de combustion soit des flux reconstitués en utilisant l'hypothèse de conservation du flux entre ce taux de combustion et un taux très voisin.

II.3. *Procédure à deux taux de combustion*

Pour remédier au problème rencontré plus haut et avoir des effets modérateurs corrects aussi bien en début de vie qu'à un taux très élevé, on a procédé ainsi :

- calculer les rapports du flux à deux taux d'irradiation à peu près extrêmes (0 MWJ/T et 20000 MWJ/T par exemple) soit :

$$\frac{\Phi^{pg}_{io}}{\Phi^{g}_{io}} \quad \text{et} \quad \frac{\Phi^{pg}_{i\tau\ max}}{\Phi^{g}_{i\tau\ max}}$$

- déterminer les rapports du flux à un taux de combustion τ quelconque en interpolant linéairement dans les tables des rapports du flux suivant la loi :

$$\frac{\Phi^{pg}_{i\tau}}{\Phi^{g}_{i\tau}} = A\tau + B$$

- reconstituer les flux $\Phi^{pg}_{i\tau}$ à partir d'un calcul de spectre dans les conditions nominales $\Phi^{g}_{i\tau}$ et les rapports du flux déterminés dans la deuxième étape.

II.3.1. *Test*

On a testé cette procédure sur la cellule définie précédemment à 8000 MWJ/T.

Le calcul de référence est pour $T°_c$ = 640°C et $T°_m$ = 304°C.

Dans le tableau 13 on a porté les écarts en pcm entre l'effet de la température du combustible à 99 et 8 groupes dans les trois cas suivants :

- Apollib créées à partir des flux à 8000 MWJ/T ; calcul noté 8I

- Apollib créées à partir de la procédure de conservation du rapport du flux entre 8000 MWJ/T et le début de vie : 8II

- Apollib créées à partir de la procédure à deux taux de combustion ; calcul noté 8III.

Tableau 12

EFFET MODERATEUR EN PCM A 99 ET 8 GROUPES SUR K_{INF}, $\overline{\Sigma}_a$ ET $\nu\overline{\Sigma}_f$

T_m en °C	Grandeur $X(T_c^\circ, T_m)$		99 Groupes Calcul exact	8 Groupes	Ecart entre effet : (8)-(99)
260	K_{INF}		+ 1038	+ 1049	+ 11
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 1474	+ 1414	- 60
		2	+ 3368	+ 3365	- 3
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 1278	+ 1275	- 3
		2	+ 2631	+ 2607	- 24
280	K_{INF}		+ 652	+ 653	+ 1
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 887	+ 865	- 22
		2	+ 1922	+ 1915	- 7
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	+ 773	+ 767	- 6
		2	+ 1507	+ 1482	- 25
310	K_{INF}		- 212	- 209	+ 3
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 270	- 268	+ 2
		2	- 534	- 526	+ 8
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 236	- 233	+ 3
		2	- 416	- 416	0
325	K_{INF}		- 880	- 863	+ 14
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 1071	- 1077	- 6
		2	- 2027	- 1973	+ 54
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 944	- 928	+ 16
		2	- 1615	- 1549	+ 66
340	K_{INF}		- 1922	- 1869	+ 25
	$\overline{\Sigma}_a$	1	- 2214	- 2255	- 41
		2	- 3963	- 3787	+ 176
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 1966	- 1926	+ 40
		2	- 3214	- 3007	+ 207

Tableau 13

ECARTS EN PCM ENTRE L'EFFET DE LA TEMPERATURE DU COMBUSTIBLE A 99 ET 8 GROUPES

T_c en °C	Grandeur $X(T_c, T°_m)$		(8I) - (99)	(8II) - (99)	(8III) - (99)
280	K_{INF}		- 27	- 31	- 34
	$\bar{\Sigma}_a$	1	+ 22	+ 33	+ 29
		2	+ 7	+ 10	+ 15
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	- 24	- 15	- 20
		2	- 9	- 9	- 9
400	K_{INF}		- 14	- 17	- 19
	$\bar{\Sigma}_a$	1	+ 17	+ 18	+ 15
		2	+ 1	+ 4	+ 6
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	- 12	- 6	- 10
		2	0	0	0
800	K_{INF}		- 35	- 33	- 33
	$\bar{\Sigma}_a$	1	+ 81	+ 78	+ 80
		2	+ 1	+ 1	- 3
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	- 3	- 5	- 3
		2	0	0	0
1000	K_{INF}		- 15	- 11	- 8
	$\bar{\Sigma}_a$	1	+ 37	+ 28	+ 30
		2	+ 6	+ 4	- 2
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	+ 6	0	+ 4
		2	+ 8	+ 8	+ 8

Conclusion -

L'hypothèse de factorisation du spectre utilisant une interpolation dans deux tables de rapports du flux, permet d'établir des Apollib modérateur qui, associées aux lois d'interpolation calculent bien l'effet modérateur, et ceci à n'importe quel taux de combustion ; en ce qui concerne le test à 8000 MWJ/T, la comparaison des tableaux 6 et 12 nous donne, grâce à une compensation d'erreurs, une amélioration sur la réactivité et les sections efficaces thermiques.

Les résultats portés dans le tableau 13 nous montrent qu'on peut se contenter, pour l'effet combustible, de l'hypothèse de conservation du rapport du flux entre début de vie et un taux de combustion quelconque et du flux dans les conditions nominales relatif à ce taux d'irradiation. Mais pour une raison de pratique, on va adopter le même schéma pour créer les Apollib modérateur et combustible.

III. CALCUL DES EFFETS DE CONTRE-REACTIONS EN DEBUT DE VIE

Notre schéma simplifié pour le calcul des contre-réactions donne des résultats très satisfaisants ; il reste à le tester sur la cellule précédemment définie mais en début de vie afin de voir s'il ne présentera pas de contraintes pour un PWR au début du premier cycle.

III.1. Tests sur différentes Apollib

Il consiste à comparer les effets de contre-réactions obtenus à partir des calculs suivants :

- calculs standard à 99 groupes

- schéma des cinq Apollib créées à partir de l'hypothèse de conservation du rapport du flux entre 8000 MWJ/T et 0 MWJ/T : calculs notés 8a

- schéma des cinq Apollib créées en pondérant par cinq flux réels à 0 MWJ/T : calculs notés 8b .

Les effets de contre-réactions sont calculés par rapport aux calculs à $T°_c$ = 640°C et $T°_m$ = 304°C.

III.1.1. Effet de la température du combustible

Dans les calculs à 8 groupes, les noyaux interpolés entre T_c = 280°C et T_c = 1000°C (température modérateur fixée à 304°C) sont ^{238}U, ^{235}U, et H_2O.

III.1.2. Effet de la température du modérateur

Les noyaux ^{238}U, ^{235}U, H_2O et le bore seront interpolés entre T_m = 280°C et T_m = 325 (température combustible fixée à 640°C). Les autres noyaux restent figés à B_o (640, 304).

Tableau 14

EFFET DE LA TEMPERATURE DU COMBUSTIBLE $\frac{X(T_c,T_m^\circ) - X(T_c^\circ,T_m^\circ)}{X(T_c^\circ,T_m^\circ)}.10^5$ ET

ECARTS (8)-(99)

T_c en °C	Grandeur $X(T_c,T_m^\circ)$		99 Calcul exact	Calcul 8 a	(8a) - (99)	Calcul 8 b	(8b) - (99)
280	K_{INF}		+ 1048	+ 1023	- 25	+ 1022	- 26
	$\bar{\Sigma}_a$	1	- 2412	- 2381	+ 31	- 2376	+ 36
		2	+ 350	+ 179	- 171	+ 178	-172
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	+ 227	+ 214	- 13	+ 218	- 9
		2	+ 392	+ 214	- 178	+ 205	-187
400	K_{INF}		+ 666	+ 653	- 13	+ 652	- 14
	$\bar{\Sigma}_a$	1	- 1534	- 1517	+ 17	- 1514	+ 20
		2	+ 235	+ 120	- 115	+ 118	-117
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	+ 145	+ 138	- 7	+ 141	- 4
		2	+ 261	+ 140	- 121	+ 140	-121
800	K_{INF}		- 356	- 389	- 33	- 389	- 33
	$\bar{\Sigma}_a$	1	+ 817	+ 894	+ 77	+ 893	+ 76
		2	- 158	- 80	+ 78	- 78	+ 80
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	- 78	- 85	- 7	- 89	- 11
		2	- 177	- 93	+ 84	- 103	+ 74
1000	K_{INF}		- 826	- 836	- 10	- 835	- 9
	$\bar{\Sigma}_a$	1	+ 1900	+ 1928	+ 28	+ 1924	+ 25
		2	- 353	- 177	+ 176	- 175	+178
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	- 181	- 187	- 6	- 194	- 13
		2	- 392	- 214	+ 178	- 214	+178

Tableau 15

EFFET EN pcm DE LA TEMPERATURE DU COMBUSTIBLE SUR LES TAUX DE REACTIONS

T_c en °C	Grandeur $X(T_c, T°_m)$		99 Calcul exact	Calcul 8 a	(8a)-(99)	Calcul 8 b	(8b)-(99)
280	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	- 2911	- 2888	+ 23	- 2885	+ 26
		2	+ 24	+ 2	- 22	- 2	- 26
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	- 291	- 307	- 16	- 302	- 11
		2	+ 68	+ 36	- 32	+ 32	- 36
400	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	- 1856	- 1843	+ 13	- 1843	+ 13
		2	+ 13	+ 2	- 11	- 2	- 15
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	- 185	- 196	- 11	- 196	- 11
		2	+ 43	+ 25	- 18	+ 22	- 21
800	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	+ 998	+ 1071	+ 73	+ 1068	+ 70
		2	- 6	- 41	- 35	- 41	- 35
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	+ 101	+ 90	- 11	+ 85	- 16
		2	- 23	- 57	- 34	- 57	- 34
1000	$\overline{\Sigma}_a\Phi$	1	+ 2329	+ 2363	+ 34	+ 2359	+ 30
		2	- 15	- 24	- 9	- 23	- 8
	$\nu\overline{\Sigma}_f\Phi$	1	+ 238	- 238	0	+ 233	- 5
		2	- 55	- 60	- 5	- 58	- 3

Tableau 16

ECARTS EN pcm $\frac{X_8 - X_{99}}{X_{99}}$ SUR LES FACTEURS ε, p, η ET f

Grandeur $X(T_c, T°_m)$ \ T_c en °C	280	400	640	800	1000
ε	+ 1.6	- 0.2	- 1.7	+ 2.6	- 0.8
p	- 0.8	+ 6.9	+15.7	-23.6	+ 0.4
η	-10	- 5	+ 9	+ 6	+ 8
f	+ 3	+ 2	- 6	+ 0.2	- 2

Tableau 17

EFFET DE LA TEMPERATURE DU MODERATEUR $\frac{X(T_c^\circ,T_m)-X(T_c^\circ,T_m^\circ)}{X(T_c^\circ,T_m^\circ)}.10^5$ ET ECARTS (8)-(99)

T_m en °C	Grandeur $X(T_c^\circ,T_m)$		99 Calcul exact	Calcul 8 a	(8a)-(99)	Calcul 8 b	(8b)-(99)
260	K_{INF}		+ 820	+ 882	+ 62	+ 879	+ 59
	$\bar{\Sigma}_a$	1	+ 1520	+1458	- 62	+1476	- 44
		2	+ 5095	+5190	+ 95	+5132	+ 37
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	+ 1280	+1271	- 9	+1301	+ 21
		2	+ 3991	+4143	+ 152	+4068	+ 77
280	K_{INF}		+ 513	+ 538	+ 25	+ 537	+ 24
	$\bar{\Sigma}_a$	1	+ 917	+ 891	- 26	+ 902	- 15
		2	+ 2887	+2929	+ 42	+2896	+ 9
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	+ 772	+ 764	- 8	+ 781	+ 9
		2	+ 2248	+2314	+ 66	+2276	+ 28
310	K_{INF}		- 166	- 168	- 2	- 168	- 2
	$\bar{\Sigma}_a$	1	- 279	- 276	+ 3	- 278	+ 1
		2	- 790	- 792	- 2	- 782	+ 8
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	- 235	- 230	+ 5	- 234	+ 1
		2	- 606	- 606	0	- 606	0
325	K_{INF}		- 693	- 686	+ 7	- 685	+ 8
	$\bar{\Sigma}_a$	1	- 1111	-1109	+ 2	-1119	- 8
		2	- 2964	-2941	+ 23	-2911	+ 53
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	- 941	- 917	+ 24	- 931	+ 10
		2	- 2275	-2249	+ 26	-2230	+ 45
340	K_{INF}		- 1521	-1472	+ 49	-1470	+ 51
	$\bar{\Sigma}_a$	1	- 2300	-2319	- 19	-2339	- 39
		2	- 5698	-5569	+ 129	-5516	+ 182
	$\nu\bar{\Sigma}_f$	1	- 1960	-1899	+ 61	-1925	+ 35
		2	- 4364	-4208	+ 156	-4161	+ 203

III.1.3. Commentaire

L'effet de la température du combustible, obtenu à partir des calculs 8a et 8b, est pratiquement de même ordre de grandeur ; donc l'hypothèse de conservation du rapport du flux entre 8000 MWJ/T et 0 MWJ/T n'est pas à l'origine des écarts par rapport aux calculs à 99 groupes mais c'est forcément l'effet de spectre sur un noyau qu'on a associé à l'Apollib nominale.

Par contre, la dérive sur la réactivité est due, en grande partie, à l'interpolation de l'^{238}U suivant une loi approximative en $\sqrt{T°_c K}$. En effet, comme le montre le tableau 17, le plus grand écart est noté sur la probabilité antitrappe p.

Le tableau 17 nous montre que les écarts (8)-(99) portent sur des effets de la température du modérateur, très grands pour qu'on puisse se contenter d'interpoler, dans les Apollib 8b, les noyaux :

^{238}U en racine carrée de la concentration de l'eau

^{235}U, H_2O et ^{10}B en température du modérateur.

III.2. Test : Interpolation de l'oxygène

Les noyaux composant le combustible dans une cellule en début de vie, outre l'Uranium 238 et 235, sont l'^{234}U, l'^{236}U et l'oxygène.

On a passé des tests en interpolant, un à un, chacun des trois derniers noyaux ; on a trouvé que, contrairement à l'oxygène, les isotopes 234 et 236 de l'Uranium n'introduisent aucun effet sur le facteur de multiplication infini K_{INF} et les sections efficaces aussi bien dans le domaine thermique que dans le domaine épithermique.

On a tracé la section efficace d'absorption thermique de l'oxygène en fonction de la température du combustible (sections obtenues à partir des sorties 100 dans les calculs standard à 99 groupes). On a obtenu une loi linéaire ; c'est donc un effet de thermalisation dans le milieu combustible sur l'oxygène. Cet effet est compensé par celui sur les autres noyaux figés eux aussi à l'Apollib nominale, au fur et à mesure que le taux d'irradiation augmente. La non existence de ces derniers au début du premier cycle d'un PWR, met en relief l'effet de spectre sur l'oxygène, effet dont il faudrait, désormais, tenir compte en interpolant celui-là linéairement en fonction de la température du combustible, dans les Apollib à 8 groupes (calcul noté dans ce test : 8c).

Résultat :

Le tableau 18 nous donne une comparaison sur les écarts entre effets à 8 groupes et 99 groupes, soit : (8b)-(99) calculé plus haut et (8c)-(99).

Tableau 18

COMPARAISON DES CALCULS A 8 GROUPES PAR RAPPORT A 99 GROUPES : ECARTS EN PCM (8) - (99)

T_c en °C	Grandeur $X(T_c, T°_m)$		(8b) - (99)	(8c) - (99)
280	K_{INF}		- 26	- 16
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 36	+ 36
		2	- 172	+ 5
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 9	- 9
		2	- 187	0
400	K_{INF}		- 14	- 8
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 20	+ 20
		2	- 117	0
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 4	- 4
		2	- 121	0
800	K_{INF}		- 33	- 37
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 76	+ 75
		2	+ 80	+ 3
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 11	- 11
		2	+ 74	0
1000	K_{INF}		- 9	- 18
	$\overline{\Sigma}_a$	1	+ 25	+ 24
		2	+ 178	+ 7
	$\nu\overline{\Sigma}_f$	1	- 13	- 11
		2	+ 178	0

Les écarts entre les effets de la température du combustible, calculés à 99 groupes et 8 groupes, sur les sections efficaces thermiques sont passés pratiquement de 50 à 0 %.

III.3. Conclusion -

Le schéma final qu'on propose, pour le calcul des tables évolutives et à variations nécessaires au calcul de coeur d'un réacteur PWR, se résume en :

- une création des Apollib à 8 groupes en pondérant, par les flux, les constantes neutroniques à 99 groupes et en homogénéisant sur chaque cellule ou toute la géométrie du calcul. A un taux d'irradiation (τ) donné, ces flux de pondération sont obtenus à partir d'un seul calcul de spectre dans les conditions nominales et d'une hypothèse de factorisation du flux utilisant des rapports du spectre à deux taux d'irradiation extrêmes.

- une utilisation des lois d'interpolation résumées dans le tableau suivant :

Etat d'irradiation	Lois d'interpolation - Noms des isotopes à interpoler	
	Dans les Apollib combustible (c)	Dans les Apollib modérateur (m)
Début de vie et états voisins	^{238}U en $\sqrt{T°_c K}$ ^{235}U, H_2O, O_2 en T_c	^{238}U en $\sqrt{N_m}$ ^{235}U, H_2O, Bore en T_m
Etats intermédiaires	^{238}U, ^{240}Pu en $\sqrt{T°_c K}$ ^{235}U, H_2O en T_c	^{238}U en $\sqrt{N_m}$, ^{240}Pu ^{235}U, H_2O, Bore en T_m
Fin de vie $_{max}$ et états voisins	^{238}U, ^{240}Pu en $\sqrt{T°_c K}$ ^{235}U, H_2O en T_c	^{238}U en $\sqrt{N_m}$ ^{240}Pu, ^{239}Pu, ^{235}U, H_2O, Bore en T_m

Ce schéma nous permet d'atteindre une réduction très importante sur le nombre de calculs APOLLO nécessaires à l'établissement des tables.

. Ordre de grandeur

On reprend l'exemple du chapitre VI, on a vu qu'il faut faire 25 X (X nombre des valeurs du taux de combustion) calculs APOLLO pour chaque type d'assemblage ; en utilisant ce schéma simplifié dans le calcul des contre-réactions, il nous faut :

- 9 calculs APOLLO à 0 MWJ/T
- 9 calculs APOLLO à la valeur maximale du taux de combustion (τ_{max})
- X-2 calculs APOLLO aux conditions nominales

au total X+16 calculs APOLLO, d'où une réduction donnée par $y=(1-\frac{X+16}{25X})100$, soit 90,7 % pour X=12.

IV. TEST DU CALCUL BILAN

Avec des Neplib obtenues suivant le nouveau schéma, on a testé le calcul à deux dimensions BILAN sur la cellule, définie précédemment à mi-vie (8000 MWJ/T) ; les calculs BILAN sont effectués avec un laplacien imposé : celui des calculs standard à 99 groupes. Le tableau qui va suivre nous donne une comparaison entre K_{EFF}(BILAN) et K_{EFF}(APOLLO).

Calcul / (T_c, T_m en°C)	APOLLO (A)	BILAN (B)	$\frac{B - A}{A} \cdot 10^5$
640, 304	1.	1.00002	+ 2
700, 325	1.	1.00033	+ 33
280, 325	1.	0.99997	- 3
800, 304	1.	1.00003	+ 3
400, 280	1.	0.99992	- 8
800, 280	1.	0.99991	- 9
800, 310	1.	1.00006	+ 6
640, 310	1.	1.00004	+ 4
700, 310	1.	1.00023	+ 23
800, 325	1.	1.00016	+ 16

On constate que, quel que soit le couple de températures de combustible et modérateur, les écarts entre BILAN et APOLLO sur K_{EFF} restent très minimes et ne dépassent pas 40 pcm.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le schéma mis en oeuvre pour le calcul des contre-réactions, liées à la puissance - effet Doppler, effet de température et de densité du modérateur - dans un réacteur du type PWR, est constitué de :

- Création des bibliothèques "Neplib" évolutives et à variations par le code APOLLO. Le nombre de ces calculs est très grand et l'établissement de ces tables est très coûteux.

- Calcul de diffusion par le module CRONOS ; ce dernier permet le couplage de la neutronique et de la thermohydraulique.

Des améliorations du schéma de calcul de ces tables ont été réalisées dans cette étude ; elles consistent à :

1) Condenser par APOLLO, à chaque pas d'irradiation et pour chaque couple de températures modérateur et combustible, les sections efficaces en un nombre de groupes très réduit : 8 groupes ; ces Apollib sont calculées en pondérant par le flux et en moyennant à la fois sur l'énergie et le volume de la géométrie du calcul.

Les flux de pondération ne sont pas tous donnés par des calculs APOLLO exacts mais reconstitués, à chaque pas d'irradiation, à partir d'un calcul réel dans les conditions nominales et d'une hypothèse de factorisation du flux, cette dernière nécessite deux lots de flux réels : en début de vie et en fin de vie.

2) Utiliser ces bibliothèques à 8 groupes et des lois d'interpolations permettant de calculer, séparément, l'effet Doppler et l'effet de température et de densité du modérateur.

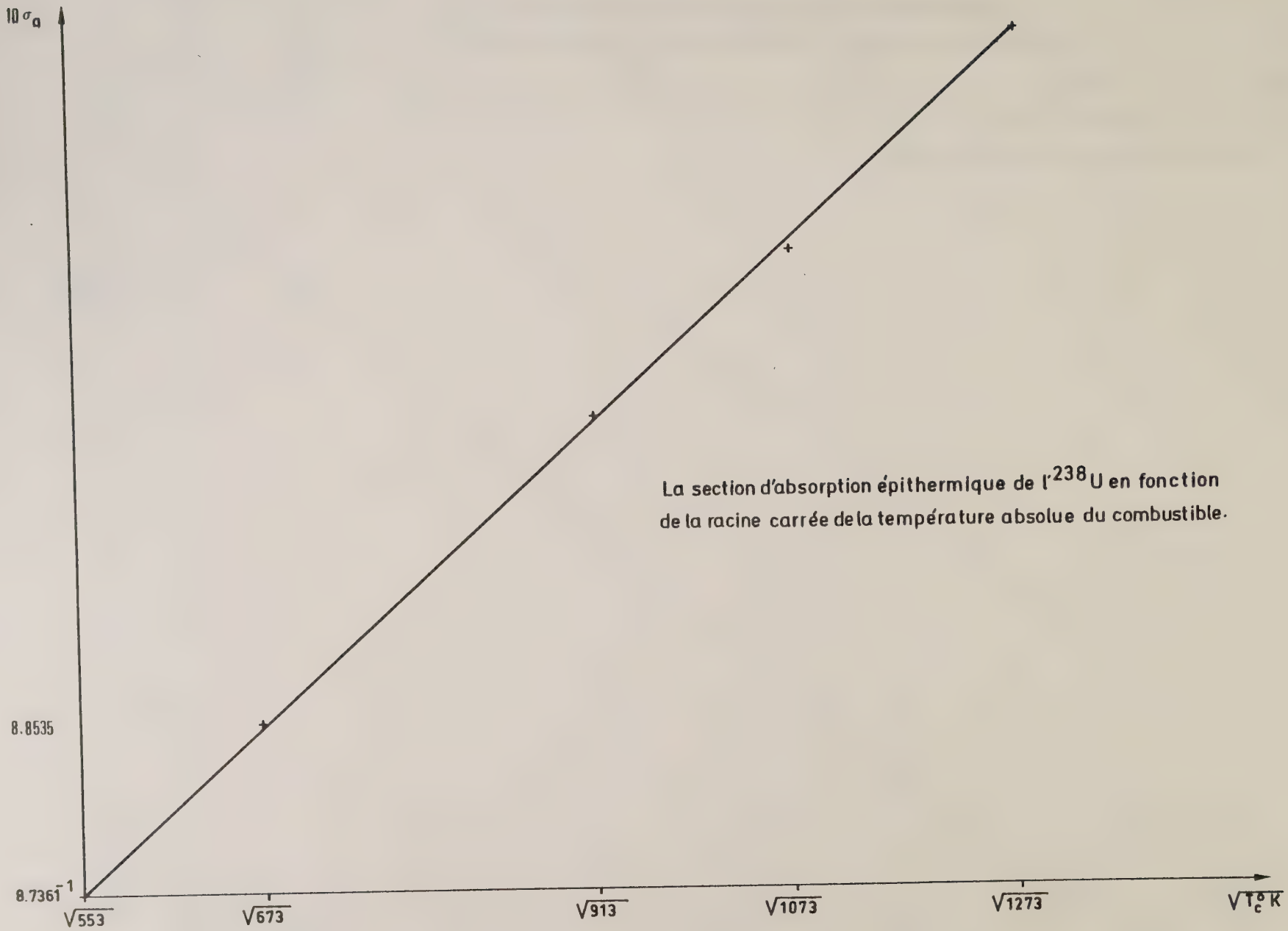
Ce schéma de calculs nous permet d'atteindre une importante réduction sur le nombre de calculs APOLLO. Néanmoins, il reste à procéder à l'étape ultime et le rendre opérationnel dans le système NEPTUNE.

- Au niveau du code APOLLO : rendre opérationnel la factorisation du flux et du coefficient de diffusion et assurer l'interface APOLLO-CODE DE DIFFUSION en créant les bibliothèques de sections efficaces microscopiques à huit groupes d'énergie.

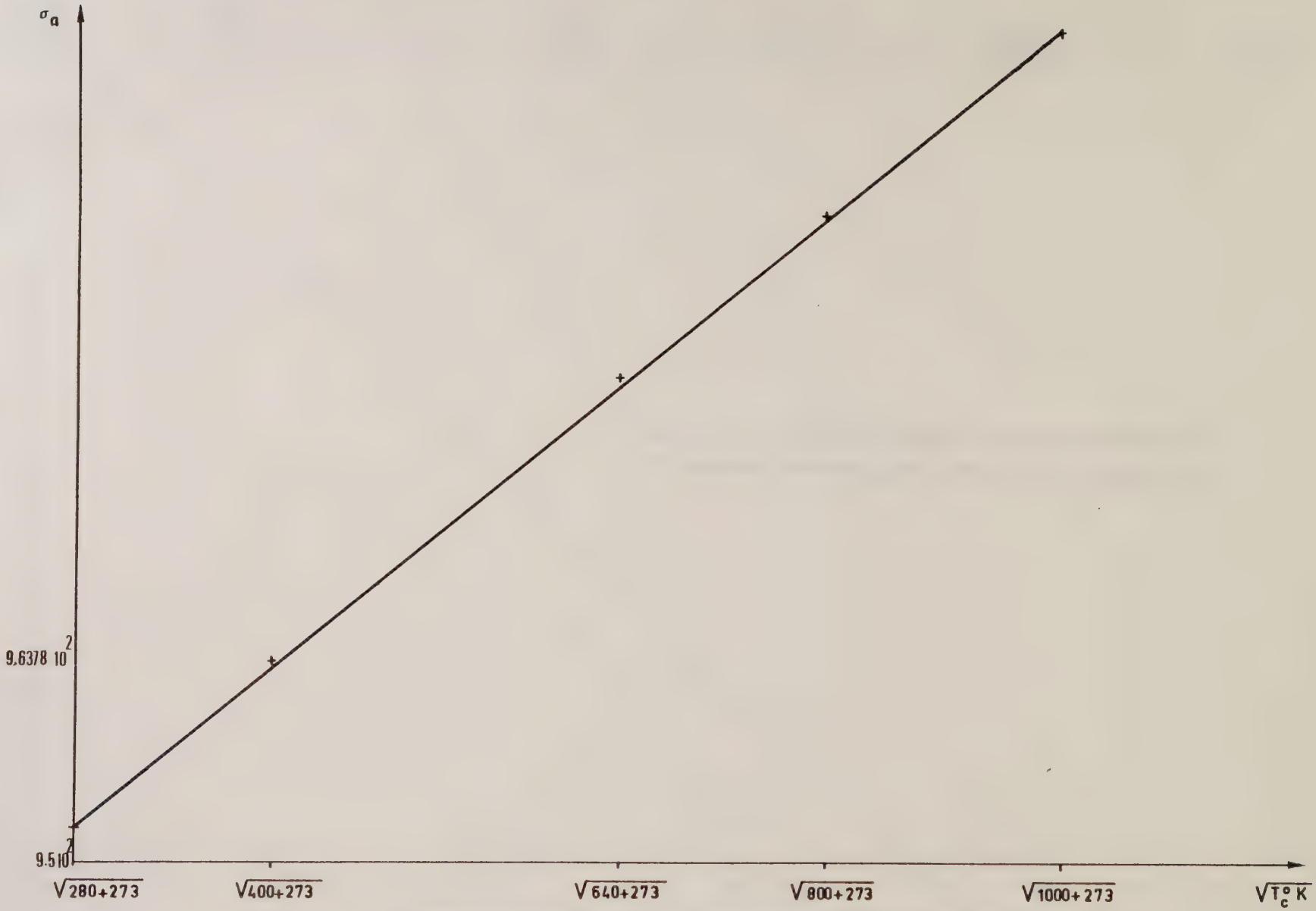
- Au niveau du code de diffusion : rendre opérationnel le schéma MICRO-APOLLO qui consiste à utiliser les bibliothèques à huit groupes, les lois d'interpolation et de faire un calcul de spectre, à chaque pas d'évolution et pour chaque couple de température modérateur et combustible, pour obtenir les sections efficaces à deux groupes tenant compte des conditions thermohydrauliques locales.

Une fois établi dans le système NEPTUNE, ce schéma sera testé sur un réacteur PWR et on estime que les erreurs qu'il introduira seront inférieures aux erreurs constatées dans les schémas actuels (introduits dans le but de simplifier le calcul des contre-réactions).

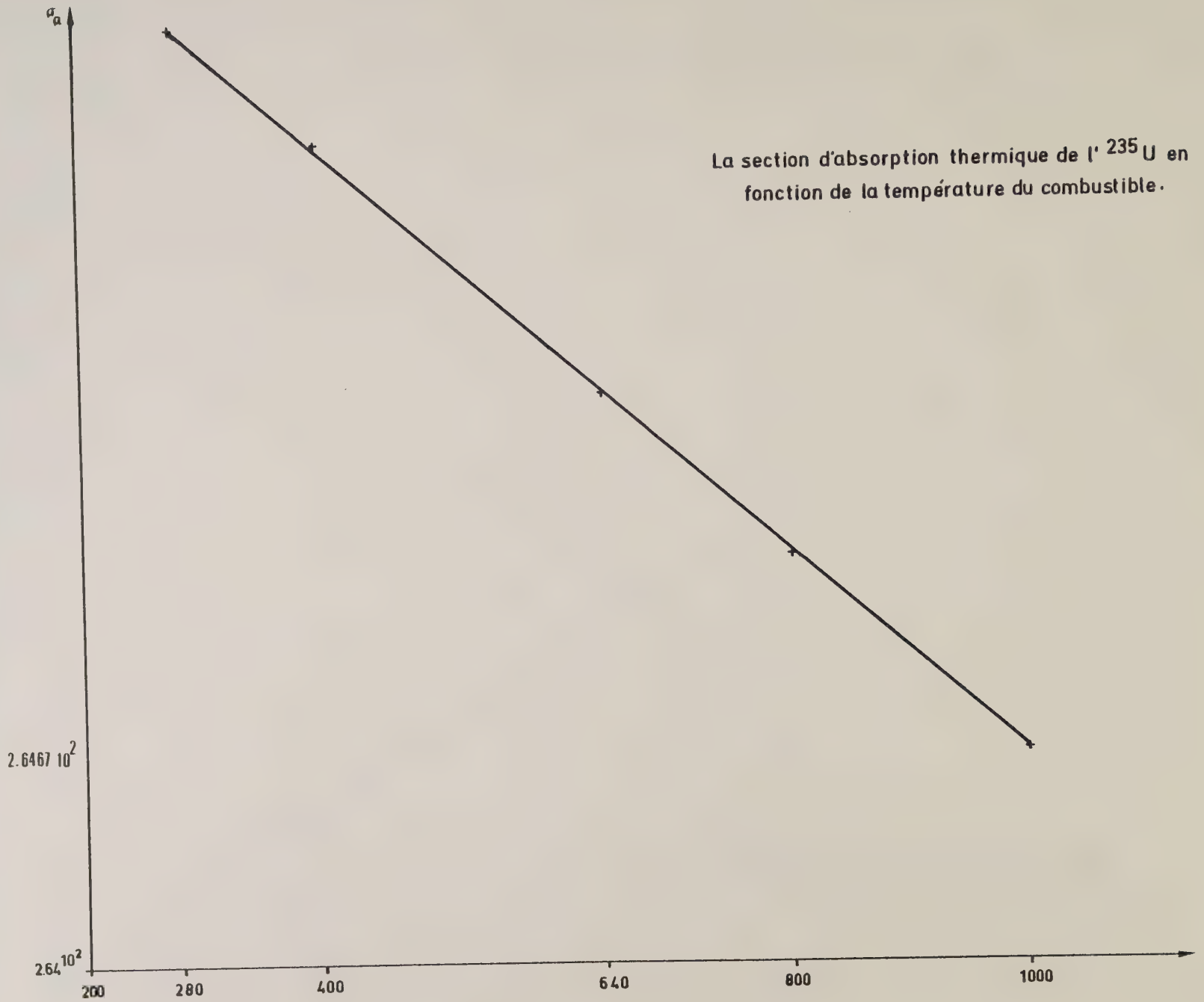
FIGURES



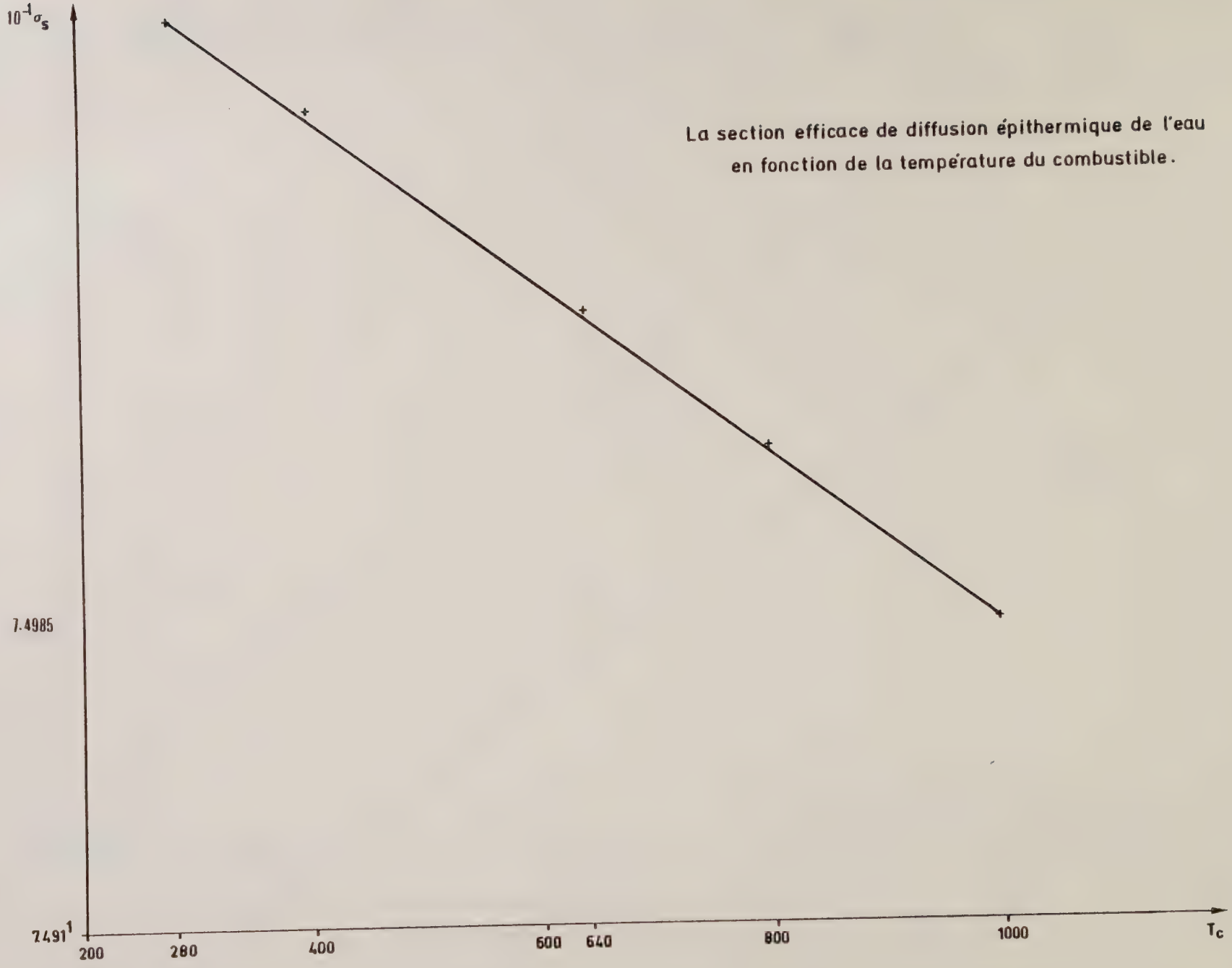
La section d'absorption épithermique de l'^{238}U en fonction de la racine carrée de la température absolue du combustible.



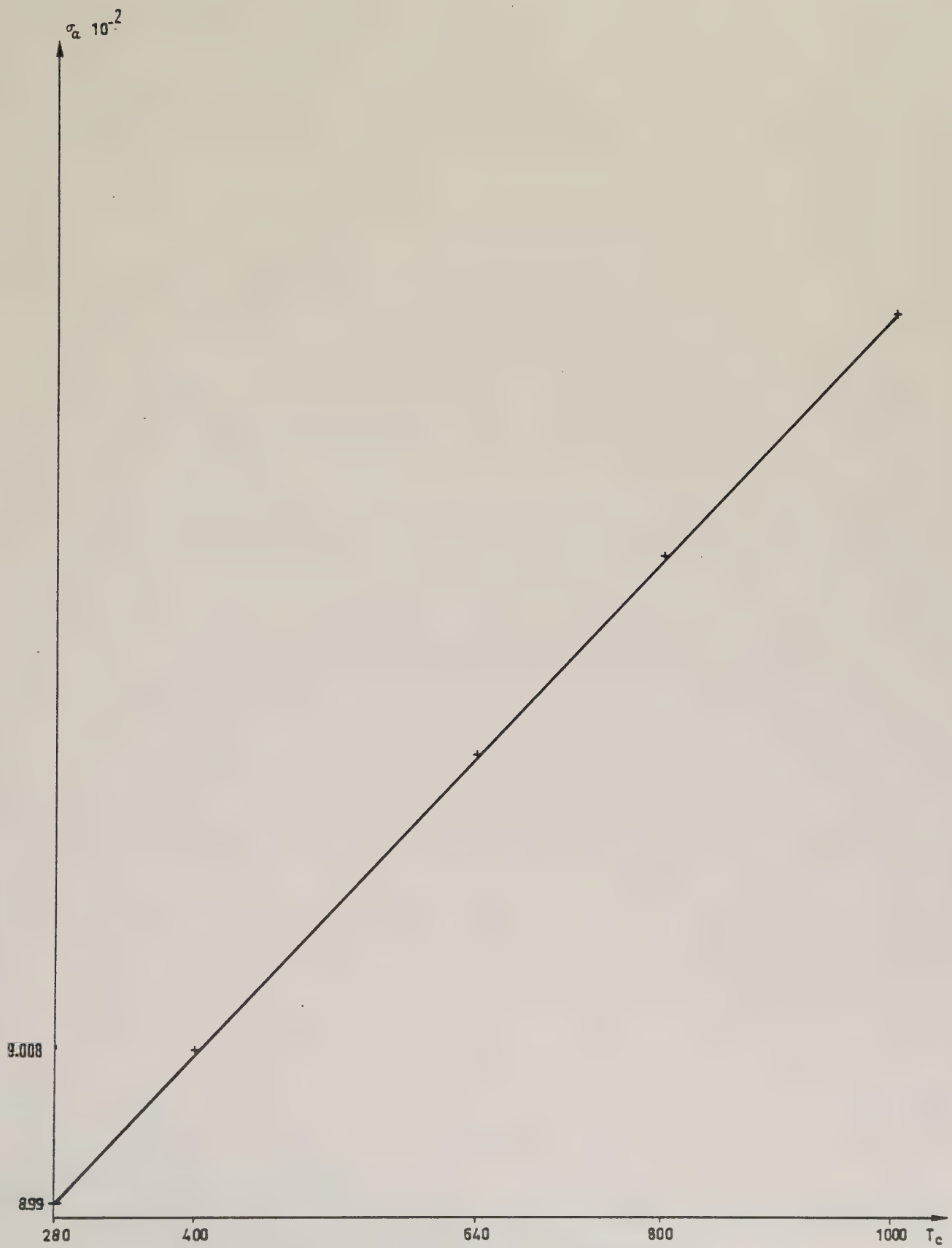
La section efficace d'absorption thermique du ^{240}Pu en fonction de la racine carrée de la température absolue du combustible



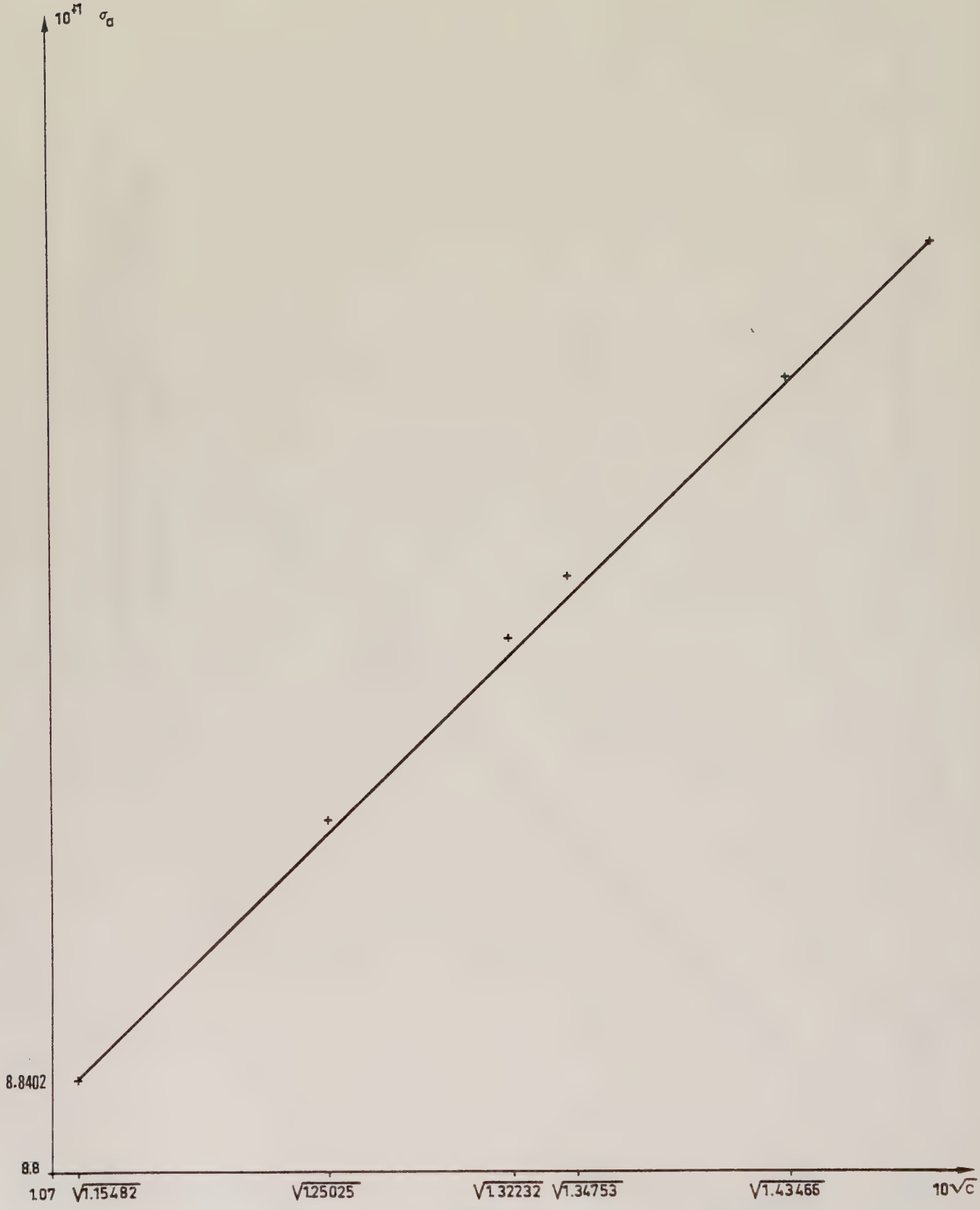
La section d'absorption thermique de l' ^{235}U en fonction de la température du combustible.



La section efficace de diffusion épithermique de l'eau en fonction de la température du combustible.



La section efficace thermique du ^{239}Pu en fonction de la température du combustible.



La section efficace d'absorption épithermique de l' ^{238}U en fonction de la racine carrée de la densité de l'eau.

RÉFÉRENCES

/1/ A. BOIVINEAU
Système NEPTUNE - Manuel d'utilisation du module APOLLO
Rapport SERMA/SPM N° 435 "DR"

/2/ A. MICHAUDON - Rapport CEA-R-2552

/3/ M. LIVOLANT, F. JEANPIERRE
Autoprotection des résonances dans les réacteurs nucléaires
Rapport CEA-R-4533

/4/ D. CAER, Ch. DILLET, M. DUMAS, M.F. FOURQUET, A. KAVENOKY, J.J. LAUTARD, P. QUILICHINI, M. RAVIER, J.M. RIEUNIER, D. ROBEAU
NEPTUNE - Un système modulaire pour le calcul des réacteurs à eau

/5/ Thèse de B. NOEL
Contribution à l'élaboration du schéma de calcul neutronique des réacteurs nucléaires modérés à l'eau et à combustible en plaques

/6/ P. REUSS
Choix d'une énergie de coupure entre des domaines épithermique et thermique pour les réseaux contenant du plutonium
Note SERMA n° 302 "S"

/7/ Thèse de A. HASSINI (à paraître)

/8/ D. TOURNIER
Contribution à la qualification du système NEPTUNE - Application au suivi de Tihange
Note CEA - N - 2155

/9/ A. KAVENOKY, J. LAUTARD, A. MANUEL, D. ROBEAU
NEPTUNE - Les modules ELECTRE et CRONOS pour les calculs stationnaires et transitoires de distribution de puissance avec prise en compte des contre-réactions thermohydrauliques
Paris, OCDE, Novembre 1979

/10/ A. MANUEL, D. ROBEAU
Développement NEPTUNE 0.2 : Utilisation du module CRONOS pour les calculs de régime stationnaire avec couplage neutronique-thermohydraulique
Note SERMA/SPM n° 1199 "DR"

/11/ A. BOIVINEAU, M. DETOC
Développement de NEPTUNE 0 - Modules de sorties - Module KERA
Note SERMA/SPM "T" n° 823.